HAL
open science

Recherche de nouveaux phénomènes dans les événements diphoton avec le détecteur ATLAS

Quentin Buat

To cite this version:

Quentin Buat. Recherche de nouveaux phénomènes dans les événements diphoton avec le détecteur ATLAS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Grenoble, 2013. Français. NNT : 2013GRENY016 . tel-00876625

HAL Id: tel-00876625

https://theses.hal.science/tel-00876625v1

Submitted on 25 Oct 2013

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.

UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique Subatomique et Astroparticules**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Quentin Buat

Thèse dirigée par **Fairouz Malek**
et codirigée par **Jan Stark**

préparée au sein du **Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie**
à **l'Ecole Doctorale de Physique de Grenoble**

Recherche de nouveaux phénomènes dans les événements diphoton avec le détecteur ATLAS

Thèse soutenue publiquement le **31 juillet 2013**,
devant le jury composé de :

Serge Kox
Directeur de recherche CNRS, Président
Marc Besançon
Directeur de recherche CEA, Rapporteur
Guillaume Unal
Physicien CERN, Rapporteur
Francesco Polci
Chargé de recherche CNRS, Examinateur
David Charlton
Professeur de Physique Université de Birmingham, Examinateur
Fairouz Malek
Directeur de recherche CNRS, Directeur de thèse
Jan Stark
Chargé de recherche CNRS, Directeur de thèse

À Christiane.

Table des matières

Introduction **1**

I Du Modèle Standard aux dimensions supplémentaires **2**

1 Modèle Standard de la Physique des Particules **3**
1.1 Introduction . . . 3
1.2 Electrodynamique quantique . . . 4
1.3 Chromodynamique quantique . . . 8
1.4 Interaction faible . . . 9
1.5 Brisure de symétrie spontanée . . . 10
1.6 Limitations du Modèle Standard . . . 14

2 Au delà du Modèle Standard : les dimensions supplémentaires **17**
2.1 Naturalité en Physique des Particules . . . 18
2.2 Bref historique des dimensions supplémentaires . . . 21
2.3 Résoudre le problème de la hiérarchie . . . 22
2.4 Grandes dimensions supplémentaires : le modèle ADD . . . 24
2.5 Dimensions supplémentaires courbées : le modèle RS . . . 33
2.6 Conclusion . . . 37

3 Production d'événements diphoton dans un collisionneur hadronique **39**
3.1 Calcul d'un processus de QCD . . . 40
3.2 Processus diphoton . . . 44
3.3 Isolation . . . 45
3.4 Evénement sous-jacent . . . 46
3.5 Outils de calculs du processus diphoton . . . 46
3.6 Incertitudes sur le calcul des processus diphoton . . . 49
3.7 Conclusion . . . 53

II Dispositif expérimental et qualité des données **54**

4 ATLAS et le LHC **55**
4.1 Accélérateur LHC . . . 55
4.2 Détecteur ATLAS . . . 60

5 Performances des photons **71**
5.1 Déclenchement . . . 72
5.2 Reconstruction . . . 75
5.3 Etalonnage et résolution . . . 78
5.4 Identification . . . 86
5.5 Isolation . . . 94
5.6 Conclusion . . . 101

6 Qualité des données **103**
6.1 Introduction . . . 103
6.2 Qualité des objets électromagnétiques . . . 105
6.3 Quelques exemples de pathologies . . . 107
6.4 Traitement particulier des photons . . . 113
6.5 Conclusion . . . 123

III Analyse des événements diphoton **124**

7 Analyse des événements diphoton **125**
7.1 Stratégie de l'analyse . . . 126
7.2 Sélection des événements . . . 128
7.3 Simulation . . . 129
7.4 Estimation du bruit de fond . . . 129
7.5 Interprétation des résultats . . . 146
7.6 Modélisation des signaux . . . 147
7.7 Prédictions théoriques des signaux . . . 157
7.8 Contraintes sur les modèles . . . 159
7.9 Conclusion . . . 169

8 Canaux diphoton et dilepton au LHC **171**
8.1 Introduction . . . 171
8.2 Analyse diphoton de CMS . . . 171
8.3 Analyse dilepton d'ATLAS . . . 175
8.4 Analyse dilepton de CMS . . . 178
8.5 Conclusion . . . 183

IV Perspectives **184**

9 Résultats préliminaires avec les données à 8 TeV **185**
9.1 Introduction . . . 185
9.2 Optimisation du critère d'isolation . . . 187
9.3 Catégorisation du bruit de fond . . . 189
9.4 Contraintes attendues sur les modèles Randall-Sundrum . . . 193

10 Perspectives **195**

Conclusion **197**

A Catégorisation du bruit de fond réductible dans l'analyse des données à 8 TeV **209**

B Réinterprétation de l'expérience de comptage **219**

Remerciements **221**

Introduction

Dans ce mémoire, je présente les travaux que j'ai effectués au cours de ces trois dernières années au Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie de Grenoble. Sous la direction de Fairouz Malek et de Jan Stark et au sein de la collaboration ATLAS, j'ai travaillé à l'analyse des données récoltées dans les collisions proton-proton produites par le collisionneur LHC entre décembre 2009 et décembre 2012.

Dans la première des quatre parties de ce document, le Modèle Standard de la Physique des Particules est brièvement présenté (chapitre 1). Nous aborderons ensuite une extension du Modèle Standard : l'ajout de dimensions supplémentaires (c.f. chapitre 2). Certains de ces modèles prédisent des manifestations dans les événements diphoton et fournissent un cadre théorique aux recherches de nouveaux phénomènes dans les événements de ce type. Pour conclure cette première partie, nous verrons une application concrète des prédictions du Modèle Standard à la physique des collisionneurs hadroniques (c.f. chapitre 3). L'exemple choisi est la production d'événements diphoton dans les collisions proton-proton. L'évaluation des grandeurs caractéristiques des processus diphoton du Modèle Standard est un point essentiel dans l'analyse des données présentée dans cette thèse, elle a constitué une partie importante de mon travail.

La seconde partie de ce document est dédiée à l'étude du dispositif expérimental mis en place pour produire et étudier les collisions de protons. Après une brève introduction de l'accélérateur LHC et du détecteur ATLAS (c.f. chapitre 4), nous discuterons les performances d'ATLAS en matière de détection et de caractérisation des photons (c.f. chapitre 5). En particulier, nous nous intéresserons à ces performances pour les photons de très grande impulsion transverse. Enfin, nous discuterons la stratégie employée pour assurer la qualité des données analysées (c.f. chapitre 6). Le développement et le suivi de la procédure permettant d'assurer la qualité des objets électromagnétiques a constitué une partie importante de mon travail, en particulier en 2010 et 2011. Ce travail m'a permis de devenir auteur de la collaboration ATLAS à partir d'octobre 2011.

La troisième partie est consacrée à l'étude des événements diphoton de très haute masse invariante. L'analyse des données récoltées à 7 TeV représente la plus grande partie de mon travail de thèse ; elle est décrite en détail dans le chapitre 7. Les résultats de cette analyse sont comparés à ceux de l'expérience CMS dans le même canal ainsi qu'à ceux d'ATLAS et de CMS dans le canal dilepton (c.f. chapitre 8).

Dans la dernière partie de ce document, les résultats préliminaires de l'analyse des données récoltées à 8 TeV sont décrits (travail en cours au sein de la collaboration, c.f. chapitre 9) et les perspectives sont abordées (c.f. chapitre 10).

Première partie

Du Modèle Standard aux dimensions supplémentaires

1

Modèle Standard de la Physique des Particules

Sommaire

1.1 Introduction **3**
1.2 Electrodynamique quantique **4**
1.2.1 Symétries 4
1.2.2 Fermions et bosons vecteurs 4
1.2.3 Invariance de jauge 5
1.2.4 Calcul perturbatif 6
1.2.5 Renormalisation et constantes mobiles 6
1.3 Chromodynamique quantique **8**
1.4 Interaction faible **9**
1.5 Brisure de symétrie spontanée **10**
1.5.1 Exemple d'un champ scalaire réel 10
1.5.2 Mécanisme de Brout-Englert-Higgs 11
1.5.3 Indications expérimentales 13
1.6 Limitations du Modèle Standard **14**

1.1 Introduction

L'ensemble des théories décrivant les interactions entre les constituants élémentaires de la matière (les fermions) sont regroupées dans un cadre commun appelé le Modèle Standard (MS) de la Physique des Particules [1, 2]. La modélisation de ces interactions s'appuie sur les développements théoriques du milieu du XXe siècle consacrés à la théorie des champs quantiques. Le Modèle Standard tel que nous le connaissons aujourd'hui regroupe deux grandes théories : la théorie de Glashow, Salam et Weinberg [3–5] qui unifie les interactions électromagnétique et faible en une seule appelée l'interaction électrofaible et la théorie de la chromodynamique quantique qui décrit l'interaction forte.

À l'été 2012, une nouvelle particule a été découverte par les expériences ATLAS [6] et CMS [7] dans les données de collisions proton-proton effectuées avec l'accélérateur LHC. Avec la découverte de cette particule qui semble avoir les propriétés du boson de Higgs [8,9], le Modèle Standard dans sa forme actuelle est complet.

Dans ce chapitre, nous aborderons tout d'abord le concept de théorie de jauge à travers le cas simple de l'électrodynamique quantique. Nous verrons ensuite la modélisation des différentes interactions fondamentales décrites par le Modèle Standard. Nous reviendrons plus en détail sur le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie électrofaible et nous discuterons les récentes découvertes des expériences ATLAS et CMS. Enfin nous discuterons les limitations actuelles du Modèle Standard.

1.2 Electrodynamique quantique

1.2.1 Symétries

Historiquement, la construction de nombreux modèles physiques reposaient sur la conservation de grandeurs physiques. Les symétries induites étaient alors interprétées comme une conséquence de cette conservation. Nous pouvons citer en exemple la thermodynamique et son premier principe ou encore la mécanique classique et son théorème de l'énergie mécanique. Le théorème de Noether [10] démontre que l'introduction d'une symétrie dans le système étudié implique la conservation d'une grandeur physique. Avec l'établissement de ce théorème, on assiste à un changement de paradigme : les grandeurs conservées sont maintenant interprétées comme une conséquence de la symétrie du système. Dans la construction d'une théorie quantique des champs, l'ajout de symétries supplémentaires fait apparaître des interactions et des grandeurs conservées.

Les symétries introduites doivent laisser invariantes les équations du mouvement. Mathématiquement, cela revient à construire un lagrangien invariant sous la symétrie introduite. Les symétries peuvent être de trois natures différentes : d'espace temps (rotations, translations et transformations spéciales de Lorentz), continues (symétries de jauge) et discrètes (parité, conjugaison de charge, renversement du temps).

Les symétries continues sont mathématiquement reliées aux représentations des groupes de Lie. Elles sont utilisées pour modéliser les interactions fondamentales dans le cadre du Modèle Standard. D'autre part, les théories qui composent le Modèle Standard sont des théories relativistes. Elle doivent donc être invariantes sous les symétrie d'espace-temps, c'est à dire les transformations du groupe de Lorentz-Poincaré.

1.2.2 Fermions et bosons vecteurs

Le Modèle Standard décrit les interactions entre les fermions. Dans le formalisme de la théorie des champs quantiques, chaque particule élémentaire est représentée par un champ quantifié. Les fermions sont des particules de spin demi-entier. Ils possèdent donc deux états de chiralité associés à des spineurs de Weyl. Ces deux états sont nommés Ψ_R pour la chiralité droite et Ψ_L pour la chiralité gauche. Chaque fermion est ensuite représenté par un spineur de Dirac $\begin{pmatrix}\Psi_L \\ \Psi_R\end{pmatrix}$. La dynamique des fermions est décrite par le lagrangien de Dirac :

$$\mathcal{L}_D = \bar{\Psi}(i\partial\!\!\!/ - m)\Psi \text{ où } m \text{ est la masse du fermion et } \partial\!\!\!/ = \partial_\mu \gamma^\mu. \tag{1.1}$$

Les matrices γ^μ sont appelées matrice de Dirac, elles vérifient l'équation :

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = \gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = 2\eta^{\mu\nu} I_4, \tag{1.2}$$

avec $\eta^{\mu\nu}$ la métrique de Minkowski et I_4 la matrice unité à quatre dimensions.

Dans le cadre du Modèle Standard, les interactions entre les fermions élémentaires sont décrites comme un échange de particules. Ces particules sont des bosons vecteurs (particules

de spin un). Le champ associé à un boson vecteur est en général nommé A_μ. Le lagrangien de Maxwell régit la dynamique des bosons vecteurs. Il peut s'écrire selon l'équation suivante :

$$\mathcal{L}_{\text{Maxwell}} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}, \text{ avec } F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu. \tag{1.3}$$

1.2.3 Invariance de jauge

Considérons un champ fermionique libre Ψ, décrit par le lagrangien de Dirac. En mécanique quantique, la fonction d'onde est définie à une phase près. De façon similaire, on souhaite que le champ fermionique obéisse à la même règle. Effectuons la transformation suivante :

$$\Psi(x) \to \Psi' = e^{i\theta}\Psi(x). \tag{1.4}$$

Le lagrangien $\mathcal{L}_D$ est transformé en $\mathcal{L}'_D$ et on peut vérifier que :

$$\mathcal{L}'_D = \bar{\Psi}e^{-i\theta}(i\partial\!\!\!/ - m)e^{i\theta}\Psi = e^{-i\theta}e^{i\theta}\bar{\Psi}(i\partial\!\!\!/ - m)\Psi = \mathcal{L}_D. \tag{1.5}$$

Le lagrangien de Dirac est donc invariant sous un changement de phase global. Si on effectue le même changement de phase en considérant que la phase n'est plus constante mais dépend des coordonnées (soit $\theta = \theta(x)$), alors la transformation est dite locale. Dans ce cas, le terme « exponentiel » ne commute plus avec l'opérateur de dérivation ∂_μ et le lagrangien libre $\mathcal{L}'_D$ devient :

$$\mathcal{L}'_D = \mathcal{L}_D - \bar{\Psi}\gamma_\mu(\partial_\mu\theta)\Psi. \tag{1.6}$$

Le lagrangien libre n'est donc pas invariant sous une transformation locale du champ. Pour maintenir l'invariance du lagrangien lorsqu'une transformation locale est appliquée au champ fermionique, il faut introduire un champ vectoriel A_μ supplémentaire. Pour cela, l'opérateur de dérivation ∂_μ est modifié pour définir une dérivée covariante D_μ telle que $(D_\mu\Psi)' = e^{i\theta}D_\mu\Psi$. On pose :

$$D_\mu = \partial_\mu - iqA_\mu. \tag{1.7}$$

En imposant $(D_\mu\Psi)' = e^{i\theta}D_\mu\Psi$, on obtient la loi de transformation du champ A_μ :

$$A'_\mu = A_\mu - \frac{1}{q}\partial_\mu\theta. \tag{1.8}$$

Cette loi correspond à une transformation de jauge pour un champ vectoriel, elle laisse invariante le lagrangien de Maxwell (c.f equation 1.3) .

L'ajout du champ A_μ introduit deux termes supplémentaires dans le lagrangien : le lagrangien de Maxwell libre régissant la dynamique du champ A_μ et un terme d'interaction de la forme $\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi A_\mu$.

Finalement le lagrangien $\mathcal{L}_{ED}$ de l'électrodynamique quantique, invariant sous transformation locale de jauge peut s'exprimer selon l'équation suivante :

$$\mathcal{L}_{ED} = \underbrace{\bar{\Psi}(i\partial\!\!\!/ - m)\Psi}_{\text{champ } \Psi \text{ libre}} \quad \underbrace{+q\bar{\Psi}\gamma^\mu\Psi A_\mu}_{\text{interaction entre } \Psi \text{ et } A_\mu} \quad \underbrace{-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\text{champ } A_\mu \text{ libre}} \tag{1.9}$$

Le champ vectoriel A_μ, de masse nulle, est associé au boson de l'interaction électromagnétique, le photon. L'ensemble des transformations de type $\Psi(x) \to \Psi'(x) = e^{i\theta(x)}\Psi(x)$ forme un groupe de Lie, nommé U(1). Ainsi, imposer l'invariance de jauge du lagrangien $\mathcal{L}_D$ sous le groupe U(1) fait naturellement apparaître le boson de jauge de l'interaction électromagnétique. Le couplage de ce boson aux fermions du Modèle Standard est donné par le terme d'interaction de l'équation 1.9. La figure 1.1 illustre un des diagrammes de Feynman de cette interaction.

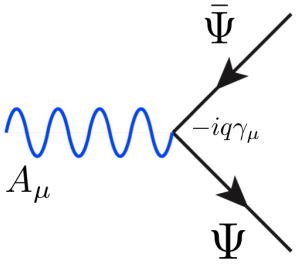


FIGURE 1.1 – Vertex de l'électrodynamique quantique couplant une paire fermion-antifermion au photon.

1.2.4 Calcul perturbatif

La résolution des équations d'Euler-Lagrange associées au lagrangien de l'électrodynamique quantique peut généralement se faire par un calcul perturbatif. En mécanique quantique, la probabilité de diffusion (P) d'un ensemble de particules libres à l'état initial ($|i\rangle$) en un autre ensemble de particules libres à l'état final ($\langle f|$) peut se formuler selon l'équation suivante :

$$P = |\langle f|S|i\rangle|^2 \tag{1.10}$$

La matrice de diffusion S peut se calculer par un développement en une série de Dyson où chaque terme est proportionnel à une puissance du couplage q caractéristique de l'interaction. Si cette constante est petite, $q << 1$, les termes d'ordre élevé dans la série deviennent négligeables et l'on peut se limiter à l'ordre le plus bas du développement, les termes d'ordres supérieurs étant traités comme des corrections. Cependant, lorsque l'on souhaite comparer des calculs théoriques aux mesures expérimentales, les prédictions à l'ordre le plus bas sont généralement insuffisantes, il faut donc évaluer les corrections liées aux termes d'ordres supérieurs. La figure 1.2 illustre les corrections au premier ordre sur les propagateurs du photon (a) et des fermions (b) ainsi que sur le vertex d'interaction (c, d et e).

Tous les diagrammes de la figure 1.2 font intervenir des boucles de particules virtuelles qui correspondent aux fluctuations du vide de l'interaction électromagnétique. A chaque vertex, la conservation de l'énergie et de l'impulsion est imposée. Cependant l'impulsion des particules échangées dans les boucles virtuelles n'est pas contrainte. En conséquence, l'intégration sur toutes les impulsions possibles peut mener à un résultat infini non physique. Pour obtenir un résultat physique, il faut prendre en compte tous les ordres de la série de Dyson. Si l'on souhaite effectuer le calcul à un ordre fini du développement, il faut trouver un moyen de faire disparaitre les infinis : cette procédure est appelée la renormalisation.

1.2.5 Renormalisation et constantes mobiles

Lorsqu'on effectue le calcul d'un processus physique, on peut définir une échelle d'énergie caractéristique du processus. Cette échelle, notée Λ est en général donnée par l'impulsion Q transférée de l'état initial à l'état final. Comme les calculs sont relativistes, une échelle d'énergie donnée correspond à une taille caractéristique : un Λ élevé correspond à sonder la matière à des distances très faibles. L'intégrale de toutes les impulsions dans une boucle (c.f. figure 1.2) peut

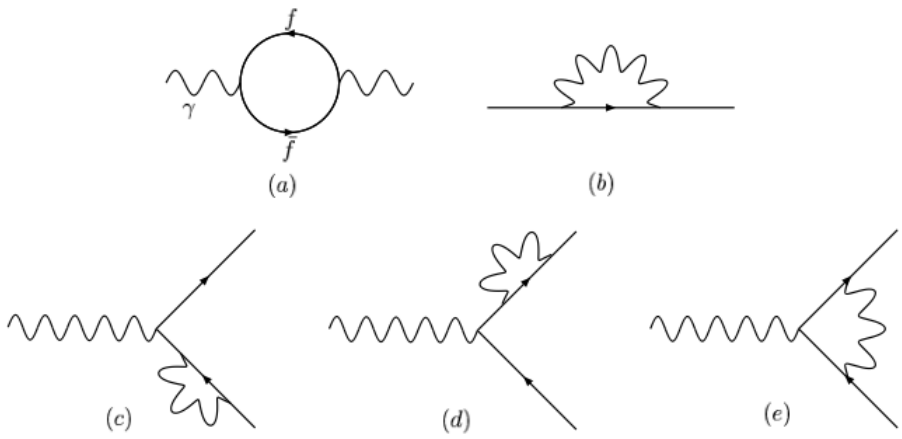


FIGURE 1.2 – Corrections radiatives au premier ordre sur les propagateurs du photon (a), des fermions (b) et sur les vertex d'interaction (c, d et e).

se découper de la façon suivante :

$$M_{\text{boucle}} = \int_0^{+\infty} \cdots dk = \underbrace{\int_0^{\Lambda} \cdots dk}_{M_\Lambda} + \underbrace{\int_{\Lambda}^{+\infty} \cdots dk}_{M_\infty} = M_\Lambda + M_\infty \,. \tag{1.11}$$

Considérons une charge nue. En termes de théorie des champs, cette charge polarise le vide de l'interaction électromagnétique autour d'elle, autrement dit elle crée des paires virtuelles particule-antiparticule. Si l'on place une seconde charge à une distance fixée (ou bien à une énergie fixée), elle ne « voit » pas la charge nue mais plutôt le résultat de la création des paires virtuelles de cette autre charge nue : c'est l'effet d'écrantage.

Ainsi à une distance donnée, ou à une échelle d'énergie donnée, l'interaction entre deux particules peut s'exprimer en fonction d'une charge effective qui prend en compte cet effet d'écrantage. Cette charge effective, qui représente la constante de couplage de l'interaction, devient dépendante de la distance. Les termes infinis sont donc absorbés dans cette constante de couplage qui rend compte du terme M_∞ de l'équation 1.11. Le calcul des boucles se réduit donc en un calcul de M_Λ en considérant la valeur de la constante de couplage à l'échelle Λ. La théorie de la renormalisation permet de calculer l'évolution de la constante de couplage α en fonction de Λ :

$$\alpha(\Lambda) = \frac{\alpha(\Lambda_0)}{1 + \frac{\alpha(\Lambda_0)\beta}{4\pi} \log \frac{\Lambda^2}{\Lambda_0^2}} \,. \tag{1.12}$$

Il suffit donc de connaître la valeur de la constante de couplage à une énergie Λ_0 donnée pour connaître sa valeur à n'importe quelle énergie. Le facteur β dépend des particules présentes dans les boucles ainsi que du groupe de Lie associé à la théorie. La figure 1.3 illustre l'évolution de $1/\alpha$ en fonction de Λ pour les différentes interactions du Modèle Standard.

Dans le cas de l'électromagnétisme, on montre que $\beta < 0$ et que la constante de couplage augmente avec l'énergie. Ceci n'est pas le cas pour les interactions forte et faible où $\beta > 0$. Pour ces deux interactions (qui reposent sur des groupes de jauges non abéliens), des bosons peuvent participer aux boucles. La présence de ces boucles bosoniques rend l'interaction beaucoup plus forte à basse énergie. Cet effet explique le comportement particulier de l'interaction forte à

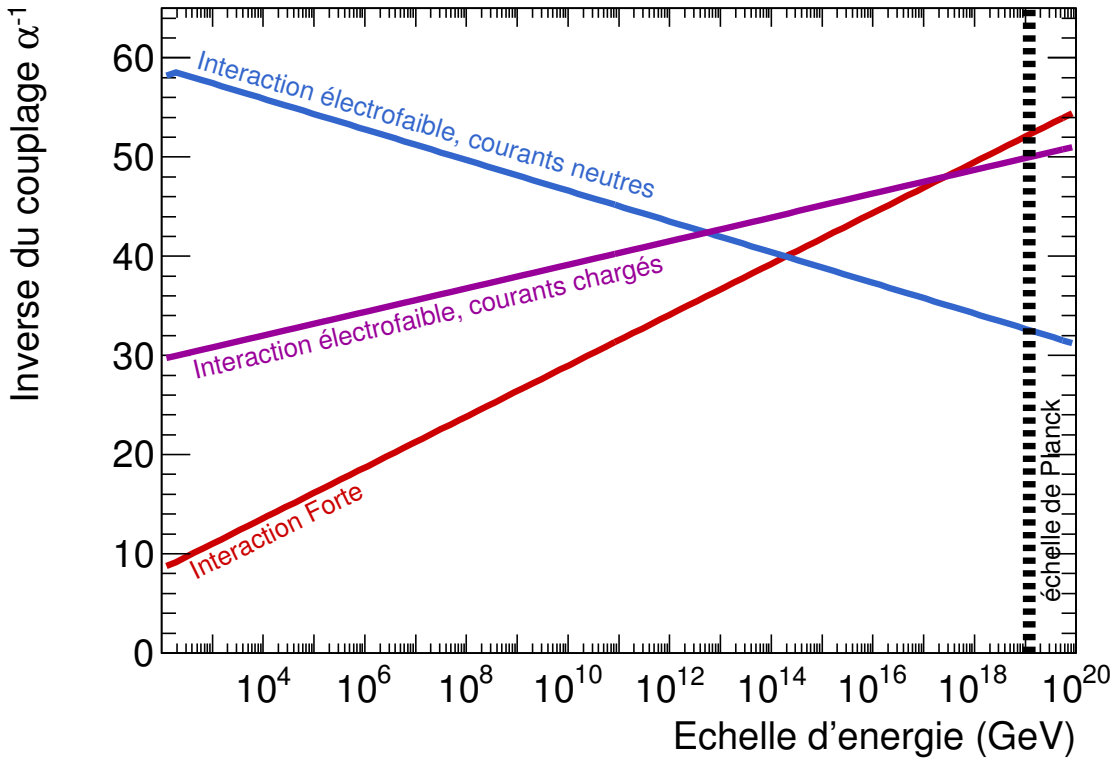


FIGURE 1.3 – Evolution des constantes de couplage du Modèle Standard en fonction de l'échelle d'énergie pour les interactions forte (gluons), électrofaible par courants chargés ($W^{\pm}$) et électrofaible par courants neutres (γ, Z).

basse énergie. La constante de couplage devient si importante qu'elle avoisine l'unité et le développement perturbatif n'est plus valide. Ce phénomène entraîne un certain nombre de complications lorsque l'on veut calculer des prédictions auprès d'un collisionneur hadronique tel que le LHC comme nous le verrons dans le chapitre 3. Un comportement similaire pourrait être observé pour l'interaction faible si les bosons de jauge Z et W n'étaient pas massifs mais leur masse limite la portée de l'interaction et les rend insensibles au phénomène d'écrantage.

1.3 Chromodynamique quantique

La théorie qui décrit l'interaction forte est appelée la chromodynamique quantique (QCD). Elle est basée sur le groupe de Lie SU(3). Ce groupe possède huit générateurs T_a qui sont associés aux bosons de jauge, les gluons (G^a_μ). Par analogie, le photon est associé à l'unique générateur du groupe U(1). Rendre la théorie invariante sous le groupe SU(3) équivaut à la conservation d'un nombre quantique supplémentaire, la charge de couleur. Chaque quark q (fermion sensible à l'interaction forte) possède une charge de couleur parmi les trois existantes. Par analogie avec l'électrodynamique, le lagrangien de la chromodynamique doit être invariant sous une transformation du groupe SU(3). Ce lagrangien peut s'exprimer selon l'équation suivante :

$$\mathcal{L}_{QCD} = \underbrace{\bar{q}(i\partial\!\!\!/ - m)q}_{\text{quarks libres}} \underbrace{-g_s(\bar{q}\gamma^\mu T_a q)G^a_\mu}_{\text{interactions quarks-gluons}} \underbrace{-\frac{1}{4}G^a_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_a}_{\text{gluons libres}} \tag{1.13}$$

Dans la relation 1.13, le dernier terme du lagrangien $\mathcal{L}_{QCD}$ régit la dynamique des gluons libres. Il s'agit du lagrangien de Maxwell. L'expression de $G^a_{\mu\nu}$ diffère de celle de $F_{\mu\nu}$ pour le cas de l'électrodynamique quantique (c.f. equation 1.3) à cause du caractère non abélien du groupe SU(3). Il peut s'exprimer selon l'équation suivante :

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu - \underbrace{g_s f_{abc} G^b_\mu G^c_\nu}_{\text{terme non-abélien}} \ . \tag{1.14}$$

Le terme f_{abc} peut prendre des valeurs différentes de zéro autorisant ainsi les couplages à trois et quatre gluons.

1.4 Interaction faible

L'interaction faible présente des caractéristiques uniques par rapport aux autres interactions. C'est la seule qui possède la propriété de changer la saveur des particules : par exemple changer un lepton chargé en un neutrino ou bien un quark *up* en un quark *down*. La portée de cette interaction n'est pas infinie, ce qui suggère que les bosons vecteurs de cette interaction sont massifs. Ceci implique l'introduction d'un mécanisme supplémentaire car un champ vectoriel massif n'est pas invariant de jauge. Ce mécanisme est généralement nommé mécanisme de Brout-Englert-Higgs en référence aux physiciens qui l'introduisirent. Enfin une dernière propriété de l'interaction faible est qu'elle ne respecte pas la parité, c'est-à-dire que les propriétés d'un système soumis à l'interaction faible sont différentes de celles du même système soumis à une application de la transformation d'espace $\vec{x} \to -\vec{x}$. En termes de théorie des champs, la symétrie de parité transforme la composante gauche d'un spineur de Weyl en sa composante droite. Une violation de la parité entraîne donc des couplages différents pour les composantes gauches et droites. La vérification expérimentale de la violation de la parité a été effectuée en 1957 par C.S Wu en étudiant des désintégrations β du Cobalt 60 [11] : l'interaction faible viole la parité de façon maximale. En conséquence, le couplage de l'interaction faible par courant chargé (désintégration β) s'effectue uniquement avec la composante gauche du spineur. Le groupe de jauge associé à l'interaction faible est le groupe SU(2), il est souvent noté $\mathrm{SU(2)_L}$ en référence à la violation de parité et à l'absence de couplage des courants chargés à la composante droite des spineurs.

La description la plus satisfaisante de l'interaction faible est donnée par la théorie de Glashow, Salam et Weinberg [3–5] qui décrit conjointement l'interaction faible et électromagnétique par construction d'une théorie de jauge sur le groupe SU(2)×U(1). Le groupe SU(2) possède trois générateurs notés I_a auxquels les champs de jauges W^a_μ sont associés. Le groupe U(1) possède un unique générateur nommé Y auquel est associé le champ de jauge B_μ.

Le lagrangien invariant sous une transformation locale de SU(2)×U(1) peut s'écrire selon l'équation suivante :

$$\mathcal{L}_{\text{électrofaible}} = \underbrace{i\bar{f}\partial\!\!\!/ f}_{\text{fermions libres}} \underbrace{-g\bar{f}_L\gamma^\mu I_a W^a_\mu f_L - \frac{g'}{2} Y \bar{f}\gamma^\mu B_\mu f}_{\text{interactions faible et électromagnétique}} \underbrace{-\frac{1}{4} W^a_{\mu\nu} W^{\mu\nu}_a - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu}}_{\text{bosons de jauges libres}} \tag{1.15}$$

où $f = f_L + f_R$ représente une famille de fermions, avec f_R la composante droite (singlet de $\mathrm{SU(2)_L}$) et f_L la composante gauche (doublet de $\mathrm{SU(2)_L}$). Les constantes g et g' sont les couplages respectivement associés aux groupes SU(2) et U(1). Contrairement au lagrangien de l'électrodynamique et de la chromodynamique quantique, le terme dynamique des fermions ne comprend pas de terme de masse. Celui-ci n'apparaît pas parce qu'il brise la symétrie locale. Les

quatre champs de jauge W_μ^a et B_μ représentent les quatres bosons médiateurs de l'interaction faible ($W^\pm, Z$) et de l'interaction électromagnétique (γ). Cependant la symétrie SU(2)×U(1) n'est pas exacte car les bosons de jauges de l'interaction faible sont massifs. Leur masse est expliquée par le phénomène de brisure spontanée de la symétrie (c.f. section 1.5). Les champs physiques A_μ, Z_μ et $W_\mu^\pm$ apparaissent comme une combinaison linéaire des champs W_μ^a et B_μ :

$$W_\mu^+ = (W_\mu^1 - iW_\mu^2)/\sqrt{2} \tag{1.16}$$

$$W_\mu^- = (W_\mu^1 + iW_\mu^2)/\sqrt{2} \tag{1.17}$$

$$A_\mu = \cos\theta_W B_\mu + \sin\theta_W W_\mu^3 \tag{1.18}$$

$$Z_\mu = -\sin\theta_W B_\mu + \cos\theta_W W_\mu^3 \tag{1.19}$$

L'angle θ_W est appelé angle de Weinberg ; il lie les constantes de couplage g et g' :

$$\tan\theta_W = \frac{g'}{g}. \tag{1.20}$$

1.5 Brisure de symétrie spontanée

1.5.1 Exemple d'un champ scalaire réel

Commençons par le processus de génération de la masse d'une particule par brisure spontanée de symétrie et considérons le cas simple d'une particule scalaire, associée au champ réel ϕ, décrite par le lagrangien $\mathcal{L}_{\text{scal}}$:

$$\mathcal{L}_{\text{scal}} = \underbrace{\frac{1}{2}(\partial_\mu\phi)^2}_{\text{terme dynamique}} \underbrace{-\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4}_{\text{potentiel } V(\phi)}. \tag{1.21}$$

Le potentiel a été développé en puissance de ϕ et seuls les deux premiers termes conservant la parité (transformation $\phi \to -\phi$) sont conservés. On peut distinguer deux cas :

— si $\mu^2 > 0$: le lagrangien décrit un champ scalaire de masse μ et le terme en ϕ^4 dénote l'existence d'un couplage à quatre champs avec une constante de couplage λ.

— si $\mu^2 < 0$: le terme en ϕ^2 ne peut pas être directement le terme de masse. C'est ce cas qui nous intéresse dans la suite du développement.

Le potentiel $V(\phi)$ avec $V(\phi) = -\frac{1}{2}\mu^2\phi^2 + \frac{1}{4}\lambda\phi^4$ possède deux minima notés :

$$\phi_0^+ = v \text{ et } \phi_0^- = -v \text{ avec } v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}, \tag{1.22}$$

et un maximum local en $\phi = 0$. La figure 1.4 illustre la dépendance du potentiel en fonction de la norme du champ ϕ.

Considérons des perturbations $\eta(x)$ autour du minimum ϕ_0^+ (on pourrait également le faire autour de ϕ_0^-). En remplaçant $\phi(x)$ par $v + \eta(x)$, on obtient le lagrangien $\mathcal{L}'_{\text{scal}}$ qui peut s'écrire selon l'équation suivante :

$$\mathcal{L}'_{\text{scal}} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\eta)^2 - \lambda v^2\eta^2 - \lambda v\eta^3 - \frac{1}{4}\lambda\eta^4 + \frac{1}{4}\lambda v^4. \tag{1.23}$$

Ainsi, le terme en η^2 peut être interprété comme un terme de masse de valeur $m_\eta = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2}$. Les termes d'ordre supérieur sont des termes d'interaction du champ η avec lui-même.

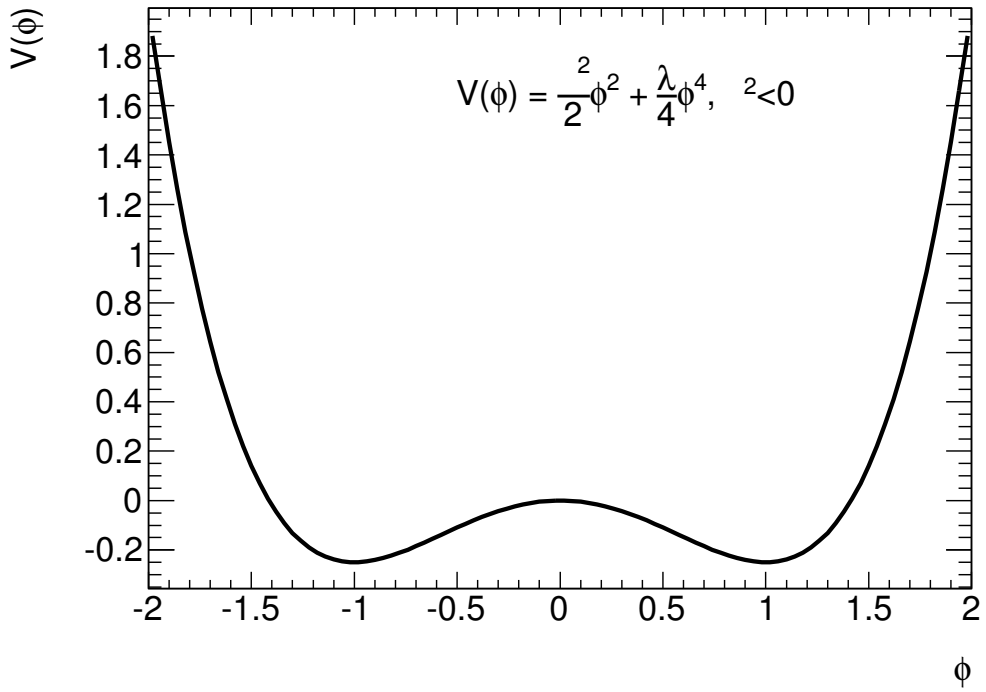


FIGURE 1.4 – Forme du potentiel de Higgs pour un champ scalaire réel ϕ en fonction de la norme du champ et avec μ^2 négatif.

Le contenu physique des lagrangiens $\mathcal{L}_{\text{scal}}$ et $\mathcal{L}'_{\text{scal}}$ est équivalent, le changement de variable $\eta(x) = \phi(x) - v$ ne change pas les propriétés physiques du lagrangien. Par contre, le développement perturbatif ne peut pas être effectué sur le lagrangien $\mathcal{L}_{\text{scal}}$ car cela revient à effectuer un développement autour d'un point instable $\phi = 0$.

Le lagrangien $\mathcal{L}'_{\text{scal}}$ ne respecte plus la parité introduite dans le lagrangien $\mathcal{L}_{\text{scal}}$. La symétrie $\phi \to -\phi$ a été brisée par le choix arbitraire de l'état d'énergie minimale $\phi_0 = v$ sur lequel a été appliquée la perturbation. Cette méthode de génération de la masse du champ η est connue sous le nom de brisure spontanée de symétrie.

1.5.2 Mécanisme de Brout-Englert-Higgs

La théorie de l'interaction électrofaible doit être invariante sous les transformations locales du groupe SU(2)×U(1). Pour satisfaire cette invariance, les masses des fermions et des bosons de jauge doivent être nulles. Or l'expérience a montré que tous les fermions ainsi que les bosons $W^{\pm}$ et Z sont massifs. Cette observation impose l'introduction d'un mécanisme supplémentaire. Ce mécanisme a été proposé séparément par Peter Higgs [8], Robert Brout et François Englert [9] en 1964. Il consiste en l'introduction d'un nouveau champ dont le lagrangien satisfait la symétrie SU(2)×U(1) et subit une brisure spontanée de la symétrie de jauge. Quatre champs scalaires ϕ_1, ϕ_2, ϕ_3, ϕ_4 sont introduits sous la forme d'un doublet Φ. Leur évolution est décrite par le lagrangien $\mathcal{L}_{\text{Higgs}}$:

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(-)} \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix} \text{ et } \mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - V(\Phi) \tag{1.24}$$

où le potentiel $V(\Phi)$ est défini de façon similaire à l'équation 1.21 :

$$V(\Phi) = \mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^4 \tag{1.25}$$

Dans le cas d'un champ scalaire réel, les minima du potentiel V étaient $\phi_0^+ = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$ et $\phi_0^- = -\sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$. Si on considère un champ complexe, l'ensemble des minima forme un cercle de rayon $R = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}}$. Dans le cas d'un potentiel invariant sous les transformations du groupe SU(2)×U(1), il est difficile de représenter géométriquement l'ensemble des solutions. Celles-ci vérifient l'équation $\Phi^\dagger \Phi = \frac{-\mu^2}{2\lambda}$. La brisure spontanée de symétrie consiste à choisir une valeur particulière parmi les minima et à effectuer un développement en série de Taylor autour du minimum choisi. Arbitrairement, on choisit le minimum $\Phi(0)$ (appelé valeur dans le vide) suivant :

$$\Phi(0) = \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix}. \tag{1.26}$$

En effectuant un développement autour de ce minimum, le champ Φ peut se réécrire selon l'équation suivante :

$$\Phi(x) = \frac{e^{\theta_a(x) T^a}}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}, \text{ où } T^{a=1,2,3} \text{ sont les trois générateurs de SU(2).} \tag{1.27}$$

Les trois champs $\theta_a(x)$ sont nommés bosons de Goldstone. En appliquant une transformation de jauge sous le groupe SU(2), on peut réécrire le lagrangien $\mathcal{L}_{\text{electrofaible}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}}$ pour interpréter ces trois champs comme des termes de masse associés aux champs W_μ^+, W_μ^- et Z_μ. Il reste donc uniquement un champ scalaire $h(x)$ appelé le champ de Higgs auquel est associé une particule nommée le boson de Higgs. Les termes couplant le boson de Higgs aux bosons de jauge sont de la forme $W_\mu^+ W_-^\mu (v + h(x))^2$ et $Z_\mu Z^\mu (v + h(x))^2$. On peut également vérifier que le boson de Higgs ne se couple pas au photon : le photon n'acquiert pas de masse et le boson de Higgs est électriquement neutre. Les masses des bosons W, Z (m_W, m_Z) et du boson de Higgs (m_h) peuvent s'écrire selon les équations suivantes :

$$m_W = \frac{gv}{2},\ m_Z = \frac{m_W}{\cos\theta_W},\ m_h = \mu\sqrt{2}. \tag{1.28}$$

Lors de l'écriture du lagrangien, les termes qui ne sont pas interdits par le modèle (invariance de jauge), doivent à priori être pris en compte. Parmi ces termes, on peut ajouter l'interaction entre le boson de Higgs et les fermions que l'on appelle couplage de Yukawa. Les composantes droite et gauche des fermions se couplent au champ de Higgs selon le lagrangien $\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}$:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = -\lambda_f \bar{f}_R \Phi^\dagger f_L + \text{conjugué hermitien} \tag{1.29}$$

La masse du fermion est donc reliée à son couplage de Yukawa λ_f tel que :

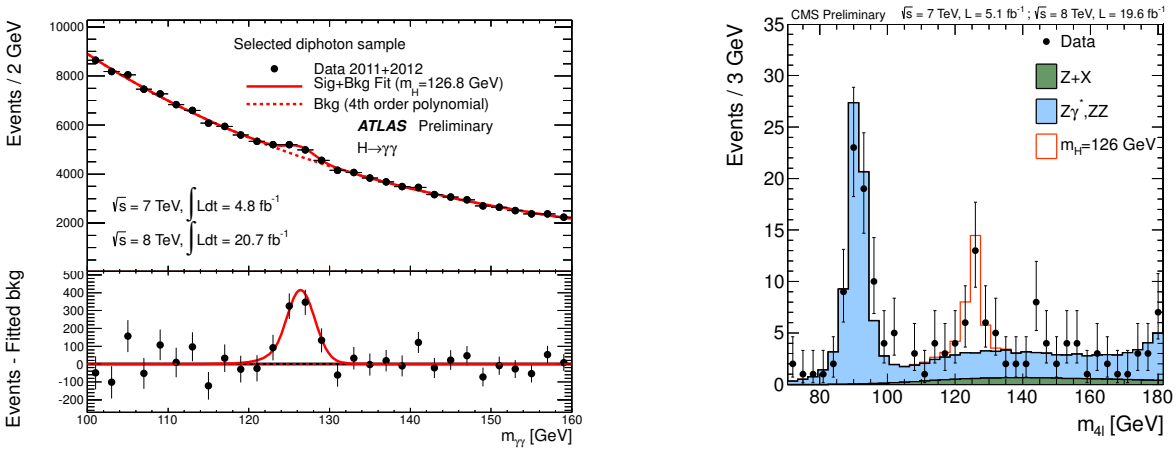
$$m_f = \lambda_f \frac{v}{\sqrt{2}} \tag{1.30}$$

Les couplages λ_f prennent des valeurs arbitraires. Les masses des fermions, au même titre que les constantes de couplage ou la valeur dans le vide du champ de Higgs, sont des paramètres libres du Modèle Standard.

1.5.3 Indications expérimentales

La valeur du champ de Higgs dans le vide est une valeur déterminée expérimentalement car elle est directement reliée à la constante de Fermi G_F. Elle vaut approximativement 246 GeV. Cette valeur est caractéristique de l'échelle d'énergie à laquelle la brisure électrofaible se manifeste. Elle est au cœur du domaine en énergie atteint dans les collisions proton-proton du LHC. Les détecteurs ATLAS et CMS ont été principalement conçus dans l'optique de la découverte du boson de Higgs. Leurs performances ont été optimisées pour les rendre sensibles à la production du boson de Higgs au taux prévu par le Modèle Standard. Malgré une énergie dans le centre de masse environ deux fois inférieure à l'énergie nominale durant les trois premières années de prise de données, les analyses menées par les expériences ATLAS et CMS ont été capables d'atteindre cette sensibilité sur un intervalle de masse assez important (entre 100 GeV et 600 GeV). Ce travail a été récompensé par la découverte d'un signal compatible avec un boson de Higgs du Modèle Standard. Le boson de Higgs se couplant à toutes les particules massives du Modèle Standard, sa recherche peut s'effectuer dans de nombreux canaux de désintégration. La découverte de cette nouvelle particule par les deux expériences ATLAS et CMS, annoncée le 4 juillet 2012 [6,7], repose sur l'étude de trois canaux de désintégration : Le canal $H \to W^+W^-$ (avec une désintégration leptonique de chaque W), le canal $H \to ZZ$ (chaque Z se désintégrant en deux leptons) et le canal $H \to \gamma\gamma$ (dans le cadre du Modèle Standard, ce mode de désintégration nécessite une boucle de W ou un triangle de fermions). La figure 1.5(a) illustre le spectre de masse invariante diphoton observé par l'expérience ATLAS dans les données enregistrées en 2011 et 2012 [12]. On peut noter la présence d'une résonance dans la distribution autour de 126 GeV. La prédiction attendue des contributions des processus du Modèle Standard autre que le boson de Higgs est représentée par la ligne en pointillés rouges. La probabilité que l'excès soit une simple fluctuation de ces contributions est infime (moins de 1.3×10^{-11} %), ce qui permet de déclarer la découverte d'une nouvelle particule. La figure 1.5(b) illustre le spectre de masse invariante quadrilepton observé par l'expérience CMS dans les données enregistrées en 2011 et 2012 [13] dans le cadre de l'étude du canal $H \to ZZ \to 4\ell$. Comme sur la figure 1.5(a), on note la présence d'un excès autour de 125 GeV. La probabilité que cette résonance soit une simple fluctuation des autres contributions du Modèle Standard est également infime (moins de 2×10^{-9} %) confirmant la découverte faite dans le canal diphoton.

Récemment, l'expérience CMS a observé un excès d'événements par rapport aux prédictions du Modèle Standard sans boson de Higgs dans l'étude du canal de désintégration en paire de leptons τ [14]. Cet excès n'est pas encore assez important pour parler d'une découverte mais il constitue néanmoins une forte indication sur le couplage de la nouvelle particule aux fermions. D'autres études sont en cours pour déterminer les différentes propriétés de cette particule telles que son spin, sa parité, et les valeurs de ses couplages aux autres champs du Modèle Standard. Les résultats obtenus jusqu'à présent sont en accord avec les prédictions du boson de Higgs du Modèle Standard.



(a) Distribution de la masse invariante du système diphoton dans les données d'ATLAS.

(b) Distribution de la masse invariante du système quadrilepton dans les données de CMS

FIGURE 1.5 – Obervation d'une nouvelle particule compatible avec le boson de Higgs du Modèle Standard dans les données d'ATLAS et de CMS dans les données enregistrées en 2011 et 2012.

1.6 Limitations du Modèle Standard

La découverte récente par les expériences ATLAS et CMS d'une nouvelle particule a marqué le début d'une nouvelle phase de la recherche en Physique des Particules. La mesure des différentes propriétés de cette particule (masse, spin, parité, couplage avec les autres champs du Modèle Standard ainsi qu'avec le champ de Higgs lui même) nous indiquera s'il s'agit du boson postulé par Brout, Englert et Higgs.

Cependant, malgré la très probable existence du boson de Higgs, le Modèle Standard ne peut pas être la théorie physique ultime. Plusieurs arguments théoriques et expérimentaux tendent à indiquer qu'il s'agit plutôt d'un modèle effectif d'une théorie plus générale, valide à l'échelle du TeV.

Le problème théorique principal du Modèle Standard provient de son incompatibilité avec la théorie de la relativité générale qui constitue notre description actuelle de l'interaction gravitationnelle. Cette interaction, nécessitant un boson de spin 2, ne peut pas être formalisée à l'aide d'une théorie de jauge. Cette incompatibilité fait du Modèle Standard une théorie effective dont le domaine de validité ne peut s'étendre au delà de l'échelle de Planck. Celle-ci constitue l'échelle d'énergie à partir de laquelle l'intensité de l'interaction gravitationnelle devient comparable à celle des autres interactions.

En outre, la très grande différence entre l'échelle de la brisure de symétrie électrofaible et l'échelle de Planck pose un problème important sur le calcul des couplages du boson de Higgs aux champs du Modèle Standard. Ce problème, connu sous le nom de problème de la hiérarchie, est discuté dans le chapitre 2. Le résoudre pourrait constituer un premier pas vers une théorie incluant les quatre interactions fondamentales connues à ce jour.

D'un point de vue expérimental, les limites du Modèle Standard proviennent principalement d'observations cosmologiques. L'étude de la composition énergétique de l'univers montre que seul 5 % de son contenu provient de particules du Modèle Standard. Environ 26 % proviennent de matière massive (interagissant gravitationnellement) dont l'interaction avec les autres par-

ticules du Modèle Standard n'est pas avérée car trop faible pour être mesurée. Il n'existe pas dans le Modèle Standard de particules pour justifier cette matière noire, une particule stable supplémentaire doit être ajoutée. Enfin les 69 % restant sont de nature indéterminée et portent le nom d'énergie noire. Aucun des mécanismes du Modèle Standard ne peut l'expliquer.

Les 4 % de l'univers formés de particules du Modèle Standard semblent être largement dominés par des fermions alors que les interactions du Modèle Standard impliquent à la fois les fermions et les anti-fermions. Une asymétrie entre matière et anti-matière peut-être autorisée dans le cadre du Modèle Standard mais pas de façon aussi importante que l'asymétrie observée.

De nombreuses expériences étudiant les neutrinos telles que KamLAND [15] ou K2K [16], ont mis en évidence la présence d'un phénomène d'oscillation. Ce phénomène tend à indiquer que les neutrinos sont des particules massives, ce qui n'est pas autorisé dans le Modèle Standard. La génération de la masse des neutrinos requiert l'ajout d'un mécanisme supplémentaire pour lequel il existe plusieurs candidats [17].

Enfin, il existe une série d'arguments d'ordre esthétique contre le Modèle Standard qui ne forment pas une réelle atteinte à sa validité. Toutefois, résoudre ces problèmes esthétiques pourraient donner des indices sur une théorie plus fondamentale.

L'argument le plus cité provient de l'évolution des constantes de couplage en fonction de l'échelle d'énergie (c.f. figure 1.3). Les constantes des trois interactions semblent converger vers une énergie de l'ordre de 10^{15} GeV mais cette convergence n'est pas parfaite. La présence d'autres particules à plus haute énergie pourrait contribuer à améliorer cette convergence et ainsi unifier les trois interactions en une seule.

Un second argument provient du grand nombre de paramètres du Modèle Standard. Dans sa version la plus simple, celui-ci en possède 19 :

— les constantes de couplage des trois interactions : trois paramètres ;
— la masse du boson de Higgs et le couplage quadrilinéaire λ ;
— les neufs couplages de Yukawa entre les fermions massifs et le champs de Higgs. Dans le Modèle Standard, les neutrinos ont une masse nulle ;
— quatre paramètres pour décrire le mélange de saveurs des quarks (les trois angles et la phase de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) ;
— une phase complexe, spécifique à l'interaction forte.

Ce nombre de paramètres passe à 26 si l'on considère l'extension du Modèle Standard avec des neutrinos massifs. Il faut en effet ajouter trois masses et quatre paramètres pour la matrice de mélange des neutrinos (matrice Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata). Il n'existe à ce jour aucune justification théorique permettant de prédire la valeur de ces 19 (26) paramètres, ce qui constitue une faiblesse du Modèle Standard.

Il existe des développements théoriques qui prévoient l'extension du Modèle Standard. Ces extensions pourraient permettre d'expliquer certains des problèmes évoqués dans ce chapitre. Les plus populaires sont les modèles supersymétriques [18] dans lesquels l'ajout d'une symétrie entre les fermions et les bosons confère à la théorie des propriétés nouvelles. Parmi ces modèles, certains prévoient l'existence d'une particule stable interagissant très faiblement qui pourrait constituer un candidat crédible à la matière noire.

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéresserons plus particulièrement à une autre extension du Modèle Standard : l'ajout de dimensions supplémentaires. Ces modèles essaient de résoudre le problème de la hiérarchie. Nous les discuterons plus en détail dans le chapitre 2.

2

Au delà du Modèle Standard : les dimensions supplémentaires

Sommaire

2.1 Naturalité en Physique des Particules 18
2.1.1 Problème de la hiérarchie 18
2.1.2 Deux exemples de naturalité 19
2.2 Bref historique des dimensions supplémentaires 21
2.3 Résoudre le problème de la hiérarchie 22
2.3.1 Introduction 22
2.3.2 Théorie de Kaluza-Klein 22
2.3.3 Construction des modèles actuels 23
2.4 Grandes dimensions supplémentaires : le modèle ADD 24
2.4.1 Aspects théoriques 24
2.4.2 Contraintes expérimentales 26
2.5 Dimensions supplémentaires courbées : le modèle RS 33
2.5.1 Aspects théoriques 33
2.5.2 Phénoménologie 34
2.5.3 Contraintes expérimentales 34
2.6 Conclusion 37

Nous avons abordé les limitations du Modèle Standard à la fin du chapitre 1. Dans ce chapitre, nous nous intéresserons plus en détail au problème de la hiérarchie entre l'interaction gravitationnelle et les autres interactions fondamentales. Nous verrons tout d'abord dans la section 2.1 en quoi cette disparité entre les échelles fondamentales constitue un problème de naturalité du Modèle Standard. Nous illustrerons l'importance de ce concept en Physique des Particules par deux exemples. Après un bref historique des travaux impliquant des dimensions spatiales supplémentaires (section 2.2), nous discuterons l'introduction de ces dimensions pour résoudre le problème de la hiérarchie (section 2.3). Finalement nous nous intéresserons à deux modèles qui prévoient des manifestations dans les événements diphoton de haute masse invariante : le modèle ADD (section 2.4) et le modèle RS (section 2.5).

2.1 Naturalité en Physique des Particules

2.1.1 Problème de la hiérarchie

Un des critères de succès d'un modèle physique est son aspect naturel. C'est à dire le fait que la validité du modèle ne soit pas assurée par des valeurs très spécifiques de ses paramètres.

Dans le contexte de la Physique des Particules, la naturalité du Modèle Standard de la Physique de Particules est une question qui fait débat [19–21]. En effet, en l'absence de nouveaux phénomènes, le domaine de validité du Modèle Standard doit s'étendre jusqu'à l'échelle de Planck où la gravité quantique joue un rôle important. Cette échelle de Planck est grandement supérieure aux autres échelles d'énergie connues. La figure 2.1 illustre les échelles d'énergie caractéristiques des interactions connues dans la nature. L'interaction électromagnétique a une échelle d'énergie de l'ordre de $\approx 500\,\text{keV}$ (ce qui correspond à la masse de l'électron). Lorsque l'on sonde des énergies autour de $\approx 1\,\text{GeV}$ (la masse du proton), l'interaction forte joue un rôle important. Puis pour des énergies de l'ordre de $\approx 80\,\text{GeV}$ (la masse du W), l'interaction faible entre en jeu. La quatrième interaction connue, la gravité, ne joue un rôle important qu'à partir des énergies de l'ordre de $\approx 10^{19}\,\text{GeV}$ soit 17 ordres de grandeurs supérieurs à l'échelle électrofaible.

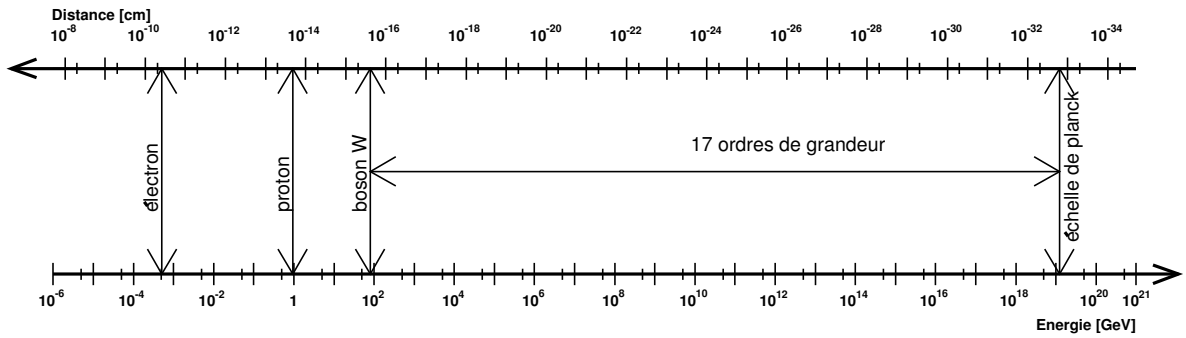


FIGURE 2.1 – Diagramme des échelles d'énergie des interactions fondamentales.

Cette grande disparité entre les deux échelles est connue sous le nom de problème de la hiérarchie et constitue un problème de naturalité du Modèle Standard de la Physique des Particules. En effet, comme nous l'avons abordé dans le chapitre 1, dans le contexte du Modèle Standard, pour assurer la brisure électrofaible, le boson de Higgs doit avoir une masse de l'ordre de $\approx 100\,\text{GeV}$. Si l'on suppose que le Modèle Standard est valide jusqu'à une échelle en énergie donnée Λ, les corrections radiatives (boucles) dépendent quadratiquement de Λ. La figure 2.2 illustre les principaux termes entrant dans le calcul de la correction radiative sur la masse du boson de Higgs.

Prenant en compte ces corrections, la masse physique du boson de Higgs suit la relation suivante :

$$m_h^2 = m_0^2 + c\Lambda^2. \tag{2.1}$$

Dans cette relation, m_h représente la masse physique du boson de Higgs (autour de 100 GeV), m_0 est la masse du boson de Higgs dans le contexte de la théorie à l'échelle Λ (appelée aussi masse nue) et $c\Lambda$ représente les corrections à prendre en compte pour les phénomènes physiques entre l'échelle Λ et l'échelle électrofaible avec c une constante d'une valeur de l'ordre de 0.01 (c.f. figure 2.2). Si l'on suppose que $\Lambda^2 = M_{Pl}^2$, alors m_0^2 doit avoir une valeur proche de

M_{Pl}^2. En conséquence les deux termes doivent s'annuler avec une précision de 10^{-32} pour que $m_h^2 \approx (100\,GeV)^2$.

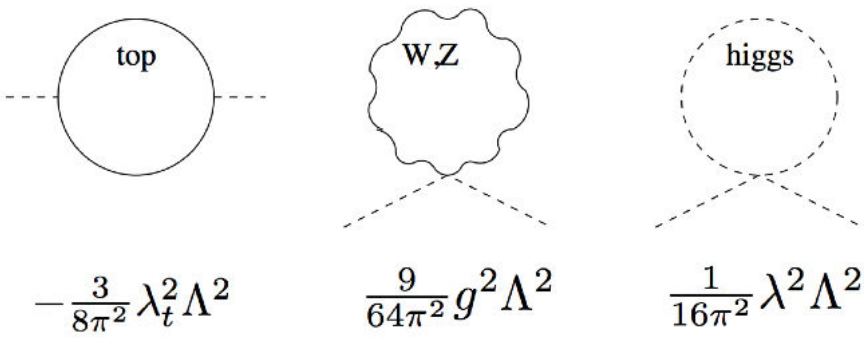


FIGURE 2.2 – Corrections radiatives à la masse du boson de Higgs. La figure de gauche illustre la correction des fermions dominée par le quark top, celle du milieu illustre la correction des bosons de jauge et la figure de droite, les corrections liées au couplage du boson de Higgs à lui même.

Une telle condition n'est pas interdite dans le contexte du Modèle Standard. Cependant le fait que ces deux termes d'origine physique différente s'annulent de façon si précise semble improbable et représente une atteinte forte à la naturalité du Modèle Standard. De nombreux modèles au delà du Modèle Standard permettent de s'affranchir de cet ajustement. Les plus populaires sont les modèles supersymétriques. Dans ces modèles, grâce à l'ajout de nouvelles particules, le calcul des corrections radiatives permet de régulariser la masse du boson de Higgs. Les corrections radiatives ne dépendent plus alors quadratiquement de Λ mais logarithmiquement de Λ, ce qui les rend moins importantes. Une autre solution serait l'ajout de dimensions supplémentaires comme nous le discuterons dans la suite de ce chapitre.

D'autre part si nous reprenons l'équation 2.1 en rejetant l'hypothèse d'un tel ajustement des termes m_0^2 et $c\Lambda^2$, on peut établir le critère de naturalité suivant : les corrections radiatives sont du même ordre de grandeur que m_0. Ainsi on obtient la relation suivante :

$$m_h^2 \sim m_0^2 \sim c\Lambda^2. \tag{2.2}$$

Λ, l'échelle à laquelle de nouveaux phénomènes physiques doivent être pris en compte, prend alors des valeurs entre $\approx$ 100 GeV et $\approx$ 1 TeV. Ce critère de naturalité amène donc à une prédiction sur la présence de nouveaux phénomènes physiques dans le domaine de recherche du LHC. Notons qu'il existe d'autres critères de naturalité tel que le critère de 't Hooft [22]. Ce critère stipule qu'un petit paramètre est naturel si une symétrie est ajoutée au système étudié lorsque que ce paramètre est choisi nul.

2.1.2 Deux exemples de naturalité

Avant de discuter plus en détail les modèles avec des dimensions supplémentaires, intéressons nous à deux exemples où le critère de naturalité introduit dans le paragraphe précédent a mené à la découverte d'un nouveau phénomène physique.

2.1.2.1 La masse du pion

Les pions chargés, $\pi^{\pm}$, ont été découverts en 1947 par Cecil Powell, César Lattes et Giuseppe Occhialini de l'Université de Bristol [23]. A l'époque, ces particules étaient supposées ponctuelles et leurs masses avaient été prédites autour de $\approx 100\,\mathrm{MeV}$ en 1935 par Hideki Yukawa [24]. En utilisant le formalisme actuel de la théorie des champs quantiques, on peut calculer les corrections radiatives à la masse du pion. On considère, dans ce contexte, uniquement les corrections liées à l'électrodynamique quantique. Ces corrections ($\delta m_{\pi^{\pm}}$) sont illustrées sur la figure 2.3.

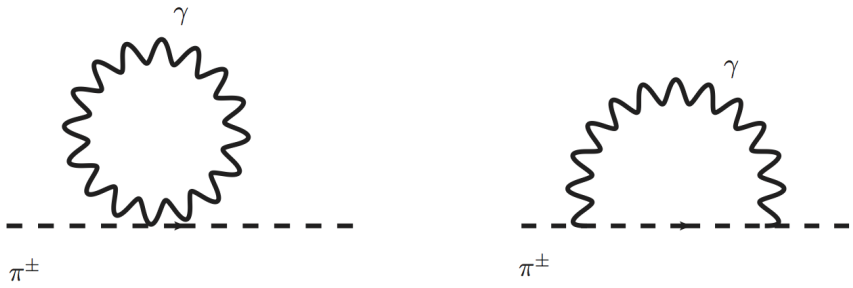


FIGURE 2.3 – Corrections radiatives à la masse du pion chargé.

Le calcul permet de les évaluer :

$$\delta m^2_{\pi^{\pm}} \approx \frac{e^2}{16\pi^2}\Lambda^2. \tag{2.3}$$

Le critère de naturalité de l'équation 2.2 requiert que $\Lambda \approx 1\,\mathrm{GeV}$ et nous indique donc qu'un nouveau phénomène doit se manifester à des énergies proches de cette valeur. Expérimentalement, lorsque l'on étudie les pions à des énergies proches de $1\,\mathrm{GeV}$ un nouveau phénomène peut en effet être observé. Le pion ne peut plus être considéré comme une particule élémentaire mais doit être vu comme une particule composite. Le critère de naturalité est donc respecté et indique le domaine en énergie où se manifeste un nouveau phénomène : la présence d'une sous-structure pour le pion.

2.1.2.2 La masse de l'électron

Un second exemple de naturalité concerne la masse de l'électron. Plaçons-nous dans un cadre classique (au sens non-quantique) relativiste. D'après les équations de Maxwell, le champ électrique $\vec{E}$ créé par une charge e (un électron) s'exprime selon l'équation suivante :

$$\vec{E}(r,\theta,\phi) = \vec{E}(r) = \frac{e}{4\pi\epsilon_0}\frac{1}{r^2}\vec{U_r}. \tag{2.4}$$

L'énergie (ou la masse puisque $E = mc^2$) de l'électron se calcule en intégrant le carré du champ $\vec{E}$ sur tout l'espace suivant l'équation :

$$m_e = \int d^3r\vec{E}^2 = \underbrace{\int_{\phi=0}^{2\pi} d\phi \int_{\theta=0}^{\pi} \sin\theta d\theta}_{=4\pi} \int_{r=\Lambda^{-1}}^{+\inf} \left(\frac{e}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left(\frac{1}{r^2}\right)^2 r^2 dr \tag{2.5}$$

$$= \underbrace{4\pi \cdot \left(\frac{e}{4\pi\epsilon_0}\right)^2}_{=\alpha} \int_{r=\Lambda^{-1}}^{+\inf} \frac{dr}{r^2} = \alpha\Lambda \tag{2.6}$$

avec α la constante de structure fine et Λ l'échelle d'énergie du modèle. La masse de l'électron est donc proportionnelle à Λ, ce qui rend la théorie non valide aux petites distances (grandes échelles d'énergie). En appliquant le critère de naturalité, on peut envisager qu'un nouveau phénomène doit avoir lieu en dessous de $\Lambda \sim \alpha^{-1} m_e \sim 137 \cdot m_e$. Lorsque l'on atteint une énergie de l'ordre de deux fois la masse de l'électron, un nouveau phénomène apparait, une particule de même masse que l'électron mais de charge opposée. Lorsque l'on introduit la mécanique quantique et les symétries de Lorentz, l'espace temps peut être étendu et l'antiparticule de l'électron, appelée le positron est introduite à l'échelle d'énergie de deux fois la masse de l'électron. Dans le cadre de l'électrodynamique quantique, les corrections radiatives à la masse de l'électron (δm_e), illustrées sur la figure 2.4, peuvent se calculer.

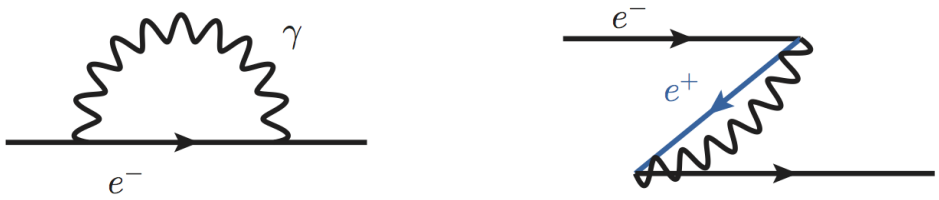


FIGURE 2.4 – Corrections radiatives à la masse de l'électron.

Elles s'expriment en fonction de l'échelle d'énergie Λ jusqu'à laquelle le calcul est effectué et peuvent s'écrire selon l'équation suivante :

$$\delta m_e \approx \frac{\alpha}{\pi} m_e \log\left(\frac{\Lambda}{m_e}\right). \tag{2.7}$$

Dans ce contexte, les corrections radiatives dépendent logarithmiquement de Λ. Leur valeur reste donc raisonnable comparée à la masse physique de l'électron. Au delà de cet exemple, on peut géneraliser ce résultat à l'ensemble des fermions qui possèdent donc une masse naturelle dans le contexte du Modèle Standard.

2.2 Bref historique des dimensions supplémentaires

Les dimensions supplémentaires ont tout d'abord été introduites dans des théories tentant d'unifier les différentes interactions de la nature. En 1914, Gunnar Nordström [25] proposa une théorie à cinq dimensions pour décrire à la fois l'électromagnétisme et une version scalaire de la gravité. Après la formulation de la théorie de la relativité génerale par Albert Einstein en 1916 [26], Theodor Kaluza [27] (1919) et Oskar Klein [28] (1926) montrèrent que la théorie d'Einstein à cinq dimensions avec une dimension spatiale compactifiée sur un cercle peut décrire à la fois la gravité à quatre dimensions et l'électromagnétisme. Toutefois la théorie de Kaluza-Klein possédait de nombreux problèmes et dut être abandonnée (c.f. section 2.3.2).

A la fin des années 70 et dans les années 80, les théories à dimensions supplémentaires ont connu un regain d'intérêt dans le cadre des théories de supergravité et de supercordes. Cependant, les dimensions supplémentaires considérées étaient extrêmement petites (de l'ordre de M_{Pl}^{-1}), ce qui les rend impossible à tester expérimentalement.

Enfin dans les années 90, des théories considérant des dimensions supplémentaires beaucoup plus grandes que M_{Pl}^{-1} ont vu le jour :

— En 1990, Antoniadis [29] proposa un scénario avec des dimensions supplémentaires de tailles TeV^{-1}. Ce scénario possède des similitudes avec le mécanisme de brisure de la supersymmétrie.

— En 1996, Horava et Witten [30] établirent qu'une dimension supplémentaire de taille $\approx (10^{12}\,\mathrm{GeV})^{-1}$ dans le contexte de la *M-theory* pouvait diminuer l'échelle des cordes à la valeur de l'échelle de grande unification $M_{GUT} = 10^{16}\,\mathrm{GeV}$. Ainsi, la gravité et les autres forces seraient unifiées à la même échelle. Par la suite, Lykken [31] établit que cette échelle pouvait être arbitrairement basse et de l'ordre du TeV.
— En 1998, Arkani-Hamed, Dimopoulos et Dvali [32] (ADD) introduisirent de grandes dimensions supplémentaires comme solution du problème de la hiérarchie. Nous y reviendrons dans la section 2.4.
— Enfin, en 1999, Randall et Sundrum [33] (RS) introduisirent les dimensions supplémentaires courbées (En anglais *warped extra dimensions*). Dans cette approche, la géométrie de l'espace amène une relation naturelle entre la taille de la dimension supplémentaire et l'échelle électrofaible. Nous aborderons ce scénario plus en détail dans la section 2.5.

2.3 Résoudre le problème de la hiérarchie

2.3.1 Introduction

L'approche proposée pour résoudre le problème de la hiérarchie peut se résumer ainsi : la différence entre l'échelle électrofaible et l'échelle gravitationnelle n'est pas si grande mais l'intensité de l'interaction gravitationnelle est diluée par la présence de dimensions supplémentaires.

Différents modèles ont été développés à la fin des années 90. Ces modèles sont très similaires, leurs différences résident souvent dans la géométrie postulée pour l'espace-temps complet.

En général, notre espace-temps standard à $3 + 1$ dimensions est une membrane (*brane*) plongée dans un espace-temps plus grand de D dimensions avec $D = 3+\delta+1$ où δ est le nombre de dimensions supplémentaires. Les champs du Modèle Standard sont en général confinés sur cette membrane. L'épaisseur de celle-ci dans la direction des dimensions supplémentaires n'est pas nulle mais elle doit être très petite pour satisfaire les contraintes des mesures de précision sur les interactions du Modèle Standard. Le champ gravitationnel peut se déplacer dans tout l'espace à D dimensions (*bulk*). Cependant, les contraintes existantes sur les déviations à la loi de Newton, que nous aborderons dans la section 2.4.2, imposent que les dimensions supplémentaires soient compactes et de petite taille en général. Cette compactification joue un rôle très important dans la phénoménologie. Une partie des travaux de Kaluza et Klein, sur la manifestation d'un champ quantique à D dimensions dans l'espace-temps classique, forme la base des modèles actuels de dimensions supplémentaires.

2.3.2 Théorie de Kaluza-Klein

Peu après la formulation de la théorie de la relativité générale par Albert Einstein en 1916, Theodor Kaluza et Oskar Klein s'aperçurent qu'il était en principe possible d'unifier l'interaction gravitationnelle et l'électromagnétisme en postulant l'existence d'une dimension supplémentaire. Dans leur étude, cette dimension devait être compactifiée selon un cylindre de rayon R pour être en accord avec les tests existants des lois de Newton. Pour construire le tenseur métrique, Kaluza et Klein introduisirent un champ scalaire ϕ, appelé le dilaton. Ce champ scalaire ne conservant pas la chiralité des particules sans masse, leurs travaux ne furent pas poursuivis.

Cependant, les modèles modernes à dimensions supplémentaires s'appuient encore sur une partie du formalisme développé par Kaluza et Klein. Notamment, la compactification des dimensions supplémentaires et l'évolution des champs quantiques en présence de ces dimensions supplémentaires s'inspirent directement de ce formalisme.

Dans ce paragraphe, nous discuterons comment la théorie à $4+\delta$ dimensions est réduite à 4 dimensions après la compactification des dimensions supplémentaires. Nous prendrons l'exemple

simplifié d'un champ scalaire réel et libre. Le principe de cette réduction peut s'étendre aux champs vectoriels et tensoriels massifs. Cette extension est discutée en détail dans les références [34, 35].

Considérons un scénario avec une seule dimension supplémentaire compactifiée sur un cercle de rayon R. Les coordonnées sont nommées $x^M = (x^\mu, y)$ avec $M = 0, 1, 2, 3, 5$, $\mu = 0, 1, 2, 3$ et $y = x^5$. y est la coordonnée dans la direction de la dimension supplémentaire. La compactification implique que les points y et $y + 2\pi R$ sont identiques.

Prenons un champ scalaire réel et libre Φ. Si ce champ est sans masse, son action S s'écrit :

$$S = \int d^5x \frac{1}{2} \partial_M \Phi(x^\mu, y) \partial^M \Phi(x^\mu, y). \tag{2.8}$$

Puisque la dimension supplémentaire est compactifiée, la valeur du champ est périodique le long de la coordonnée y, $\Phi(x^\mu, y+2\pi R) = \Phi(x^\mu + y)$. On peut donc décomposer Φ en série de Fourier le long de la direction y :

$$\Phi(x^\mu, y) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R}} \sum_{n=-\inf}^{+\inf} \phi^{(n)}(x^\mu) e^{i\frac{n}{R}y}. \tag{2.9}$$

Le champ Φ est réel, ce qui impose $\phi^{(-n)} = \phi^{(n)\dagger}$. En insérant la décomposition en série de Fourier dans l'action S on obtient après calcul l'expression suivante :

$$S = \int dx^4 \left\{ \frac{1}{2} \partial_\mu \phi^{(0)} \partial^\mu \phi^{(0)} + \sum_{n=1}^{+\inf} \left[\partial_\mu \phi^{(n)\dagger} \partial^\mu \phi^{(n)} - \frac{n^2}{R^2} \phi^{(n)\dagger} \phi^{(n)} \right] \right\}. \tag{2.10}$$

Du point de vue de l'espace à quatre dimensions, l'action décrit ainsi une série infinie de particules de masses $m_{(n)} = n/R$. Ces particules sont appelées excitations (ou tours) de Kaluza-Klein. Si le champ $\Phi(x^\mu, y)$ possède une masse m_0 dans l'espace à quatre dimensions alors les particules de Kaluza-Klein auront des masses respectant $m_{(n)}^2 = m_0^2 + n^2/R^2$. Ainsi, si les champs du Modèle Standard se propageaient dans des dimensions supplémentaires, on devrait observer une série d'excitations associées à chaque champ. Cela motive le confinement du Modèle Standard à une membrane. Par contre, si on considère des dimensions supplémentaires très petites, les excitations se manifestent à des énergies très grandes, qui n'ont encore jamais été sondées.

2.3.3 Construction des modèles actuels

La plupart des modèles utilisés pour la phénoménologie restent assez simples. Ils utilisent en général une théorie des champs effective à quatre dimensions sans effectuer de calculs dans des cadres plus génériques telle que la théorie des cordes. Aussi, ils n'incluent pas les effets de la gravité quantique qui apparaissent à très haute énergie. Cependant, ces modèles sont assez génériques et pourraient rendre compte des effets à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Parmi ces modèles, nous discuterons plus spécifiquement les modèles ADD (section 2.4) et RS (section 2.5) dont la phénoménologie prévoit des manifestations dans des événements avec deux photons.

2.4 Grandes dimensions supplémentaires : le modèle ADD

2.4.1 Aspects théoriques

En 1998, Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos et Georgi Dvali proposèrent un modèle de grandes dimensions supplémentaires appelé modèle ADD. Ils introduisirent n dimensions spatiales supplémentaires compactifiées avec un rayon R. Pour satisfaire les contraintes expérimentales, seul le champ gravitationnel est autorisé à se propager dans l'espace complet (*bulk*). Les champs du Modèle Standard sont confinés dans l'espace standard à trois dimensions que constitue la membrane (*brane*) du Modèle Standard. La géométrie de l'espace est illustrée sur la figure 2.5.

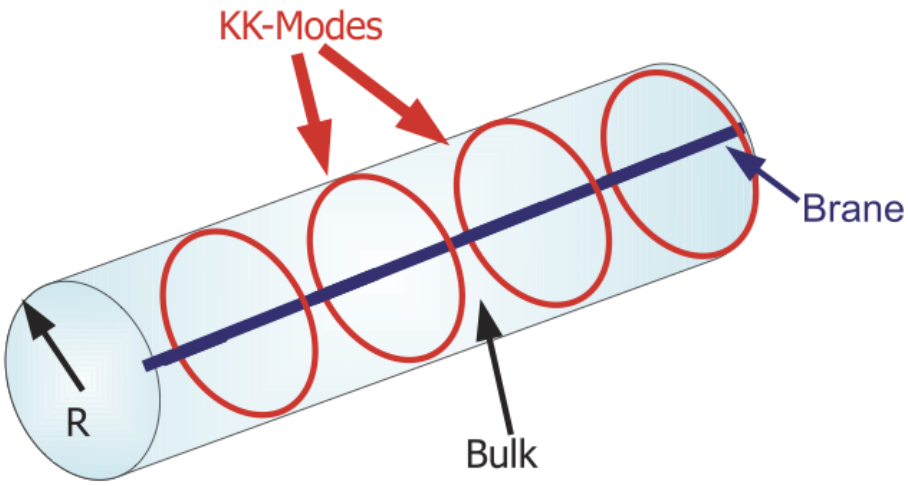


FIGURE 2.5 – Illustration des dimensions supplémentaires cylindriques de rayon R. Les cercles rouges représentent les modes de Kaluza-Klein.

La figure 2.6 illustre la géométrie d'une des dimensions supplémentaires de l'espace ADD. Si l'on place une masse gravitationnelle au centre de l'espace, celle-ci va exercer une force gravitationnelle dans tout l'espace. Comme les dimensions supplémentaires sont compactifiées, les lignes de forces tendent à être parallèles entre elles lorsque la distance (r) à la masse gravitationnelle augmente. Par contre lorsque l'on s'approche de la masse gravitationnelle, pour des valeurs de r inférieures à la taille des dimensions supplémentaires ($L = 2R$), la force gravitationnelle est régie par la loi de Newton à $4 + n$ dimensions.

La force gravitationelle F exercée par la masse (que nous noterons m_1) représentée sur la figure 2.6 sur un objet de masse m_2 s'exprime selon l'équation suivante :

$$F(r) \sim \frac{G_N^{4+n} m_1 m_2}{r^{n+2}} = \frac{1}{M_{pl(4+n)}^{n+2}} \frac{m_1 m_2}{r^{n+2}}, \tag{2.11}$$

avec r la distance entre les masses m_1 et m_2 et $M_{pl(4+n)}$ la masse de Planck dans l'espace à $4 + n$ dimensions.

Pour des distances $r >> L$, la relation 2.11 devient :

$$F(r) \sim \frac{1}{M_{pl(4+n)}^{n+2}} \frac{m_1 m_2}{L^n r^2} \tag{2.12}$$

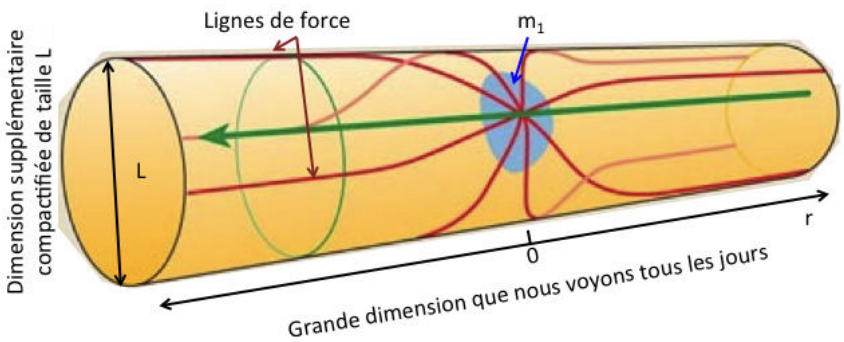


FIGURE 2.6 – Représentation d'une dimension supplémentaire compactifiée en présence d'une masse gravitationnelle.

Si on compare cette relation avec l'expression de la loi de Newton à quatre dimensions

$$F(r) \sim \frac{1}{M_{pl(4)}^2} \frac{m_1 m_2}{r^2}, \tag{2.13}$$

on obtient une relation entre les masses de Planck à 4 et $4+n$ dimensions ainsi que la taille L des dimensions supplémentaires qui s'écrit :

$$M_{pl(4)}^2 \sim M_{pl(4+n)}^{n+2} L^n, \tag{2.14}$$

Ainsi, dans ce contexte, l'échelle de Planck à quatre dimensions $M_{pl(4)}$ n'est pas une échelle fondamentale mais elle est reliée à l'échelle de Planck à $4+n$ dimensions $M_{pl(4+n)}$ qui peut être beaucoup plus proche de l'échelle électrofaible en fonction de la taille des dimensions supplémentaires.

Par exemple, considérons que l'échelle de Planck fondamentale $M_{pl(4+n)}$ prend une valeur $\approx 1\,\text{TeV}$ et que l'échelle de Planck à quatre dimensions $M_{pl(4)}$ vaut $\approx 10^{16}\,\text{TeV}$ (c.f. figure 2.1). Si l'on suppose que les dimensions supplémentaires ont toutes la même taille, on obtient la relation suivante :

$$L \sim \left(\frac{M_{pl(4)}^2}{M_{pl(4+n)}^{n+2}} \right)^{1/n} \sim 10^{32/n}\,\text{TeV}^{-1} \sim 10^{32/n} 10^{-17}\text{cm} \tag{2.15}$$

Grâce à cette relation, la taille des dimensions supplémentaires est estimée en fonction de leur nombre :

— si $n = 1$, alors $L \sim 10^{15}$ cm. Ce scénario est bien évidemment exclu puisqu'il prévoit une modification de la gravité newtonienne à des échelles supérieures à la distance terre-soleil ;
— si $n = 2$ alors $L \sim 1$ mm. Ce scénario était permis en 1998. Il a depuis été exclu ;
— si $n = 3$ alors $L \sim 10^{-6}$ cm.

En outre, le Modèle Standard a été testé jusqu'à quelques centaines de GeV voire jusqu'au TeV pour certains processus. Donc les champs du Modèle Standard ne peuvent pas se propager dans des dimensions supplémentaires de tailles $R \gtrsim 1\,\text{TeV}^{-1}$. Ils doivent donc être localisés dans une membrane à trois dimensions dont l'épaisseur est inférieure à $1\,\text{TeV}^{-1}$ ($\approx 10^{-17}$ cm).

2.4.2 Contraintes expérimentales

2.4.2.1 Contraintes astrophysiques

Des recherches de manifestation de gravitons de Kaluza-Klein ont été effectués [36, 37] à partir des observations des étoiles à neutrons. Ces gravitons seraient produit par interactions nucléon-nucléon au cours de l'effrondement du cœur de ces étoiles massives. Des contraintes importantes sur l'échelle de Planck à 4+n dimensions ont été obtenues pour des scénarios avec deux ou trois dimensions supplémentaires. Ces contraintes sont de l'ordre de plusieurs centaines de TeV pour un scénario avec deux dimensions supplémentaires et de plusieurs dizaines pour un scénario avec trois dimensions supplémentaires.

2.4.2.2 Expérience de Eöt-Wash

Si l'on considère des distances plus petites que le rayon de compactification des dimensions supplémentaires, la force gravitationnelle ne s'exprimera plus selon la loi traditionnelle en $1/r^2$. On peut alors paramétrer le potentiel gravitationnel modifié selon l'équation suivante :

$$V(r) = -G_N \frac{m_1 m_2}{r} \cdot (1 + \alpha \cdot e^{-r/\lambda}). \tag{2.16}$$

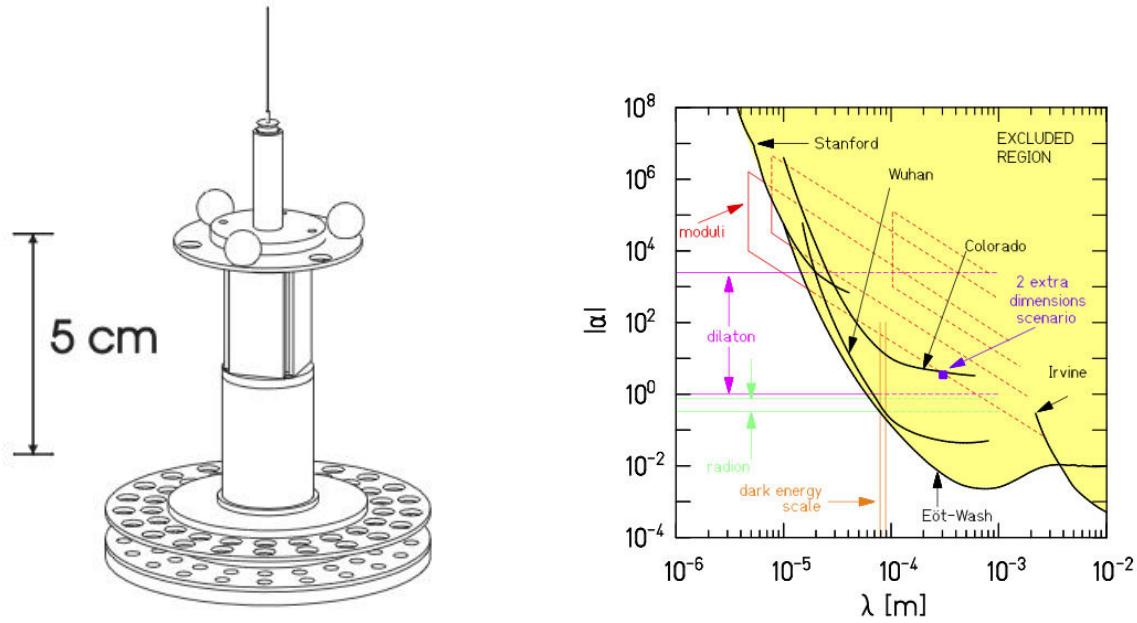
Dans cette équation, λ représente la distance caractéristique à laquelle les modifications de la loi standard apparaissent et α représente l'intensité du nouveau phénomène. Des contraintes sur α et λ peuvent être déterminées par des expériences en laboratoire comme l'expérience du pendule en torsion (appelée aussi expérience de Eöt-Wash) décrite dans la référence [38]. La figure 2.7(a) illustre le dispositif expérimental. Cette expérience repose sur la mesure d'un couple C entre un détecteur et un attracteur qui tourne sous le détecteur à une fréquence ω. Le détecteur et l'attracteur ont une géométrie cylindrique et possèdent chacun 42 trous d'aire A_t espacés de façon égale (c.f. figure 2.7(a)). Le couple C dépend de la distance s entre l'attracteur et le détecteur, il peut s'exprimer selon l'équation suivante :

$$C(s) \propto \alpha \lambda^3 \frac{\partial A}{\partial \theta} [1 - e^{-e_d/\lambda}][1 - e^{-e_a/\lambda}] e^{-s/\lambda}, \tag{2.17}$$

avec e_d (e_a) l'épaisseur du détecteur (attracteur), θ l'orientation angulaire de l'attracteur par rapport au détecteur et A l'aire de la région de recouvrement entre les trous de l'attracteur et du détecteur. A varie de $A = 42 \times A_t$ à $A = 0$, 42 fois par tour de l'attracteur sur lui-même, ce qui entraine la production de signaux à des fréquences $\omega, 2\omega, \cdots, 42\omega$. La mesure de ces signaux est répétée en faisant varier la distance s entre 9.5 [1] mm à 55 μm, ce qui permet d'évaluer le couple $C(s)$. La courbe ainsi obtenue est ensuite comparée aux prédictions théoriques. La figure 2.7(b) illustre les contraintes actuelles sur les paramètres α et λ obtenues par l'expérience Eöt-Wash ainsi que par d'autres expériences.

Dans le contexte des grandes dimensions supplémentaires, λ est l'inverse de la masse de la première excitation de Kaluza-Klein, d'où $\lambda = (m^{(1)})^{-1} = R$ et α est le nombre de premiers modes de Kaluza-Klein (i.e. $\alpha = 4$ pour un scénario avec 2 dimensions supplémentaires). Pour un scénario avec deux dimensions supplémentaires de même taille, la limite actuelle avec 95 % de niveau de confiance est R $< 44\,\mu$m , ce qui correspond à une limite inférieure de 3.2 TeV sur l'échelle de Planck à 4+2 dimensions.

1. Dans ce document, nous utiliserons la convention anglaise pour noter les décimales.



(a) Dispositif expérimental de l'expérience de Eöt-Wash.

(b) Contraintes sur les paramètres $|\alpha|$ et λ de déformation du potentiel gravitationel [38].

FIGURE 2.7 – Contraintes sur les paramètres ADD obtenues avec l'expérience de Eöt-Wash.

2.4.2.3 Emissions directes de gravitons

Pour des scénarios avec plus de deux dimensions supplémentaires, les contraintes de l'expériences de Eöt-Wash ne sont pas significatives. D'autre tests, notamment auprès de collisionneurs doivent être utilisés. Les recherches d'émissions directes de graviton permettent de contraindre directement l'échelle de Planck à 4+n dimensions dans le contexte des modèles ADD. L'émission d'un graviton pourrait se manifester lors de la désintégration d'un Kaon en un pion ($K \to \pi$+graviton) associé à de l'énergie manquante, signature d'une particule non directement détectable comme l'illustre le diagramme de la figure 2.8. La désintégration d'un Kaon en un pion et une paire de neutrinos ($K \to \pi\nu\bar{\nu}$) constitue le bruit de fond irréductible de cette recherche. C'est un processus du Modèle Standard de très rare occurence dont le rapport d'embranchement $B(K \to \pi + \nu\bar{\nu})$ est connu avec une très grande précision. Ce canal de désintégration est donc très sensible à des manifestations de nouvelles particules. L'observation de neuf candidats $K \to \pi\nu\bar{\nu}$ dans les expériences BNL-E787 et BNL-E949 a permis de mesurer $B(K \to \pi\nu\bar{\nu}) = (1.73^{+1.15}_{-1.05}) \times 10^{-10}$ [39]. Dans le contexte d'un modèle avec deux grandes dimensions supplémentaires, contraindre le rapport d'embranchement $B(K \to \pi$+graviton) autour de 10^{-10} revient à imposer une limite inférieure d'environ 1 TeV sur l'échelle de Planck à 4+2 dimensions [40]. Dans des scénarios avec plus de dimensions supplémentaires, les limites sont beaucoup plus faibles.

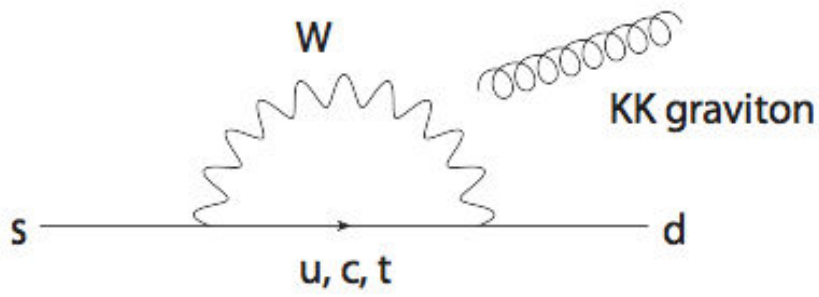


FIGURE 2.8 – Diagramme de Feynman contribuant au processus $K \to \pi$+graviton via une boucle de W.

La production directe de gravitons peut aussi être observée auprès des collisionneurs de hautes énergies. Puisque le graviton se couple au tenseur énergie-impulsion, il peut être attaché à toutes les particules du Modèle Standard. Les processus dominants sont illustrés sur la figure 2.9.

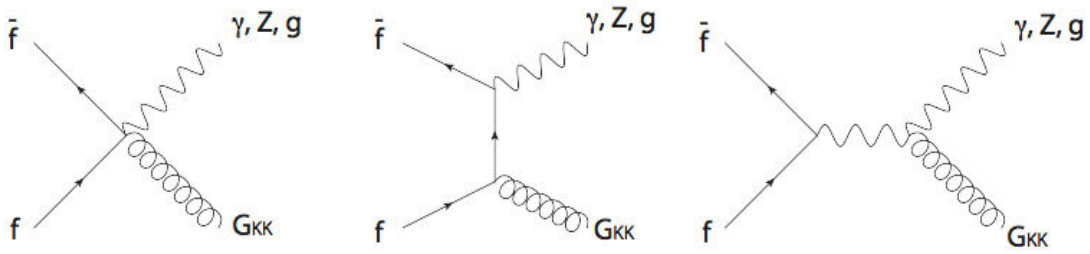
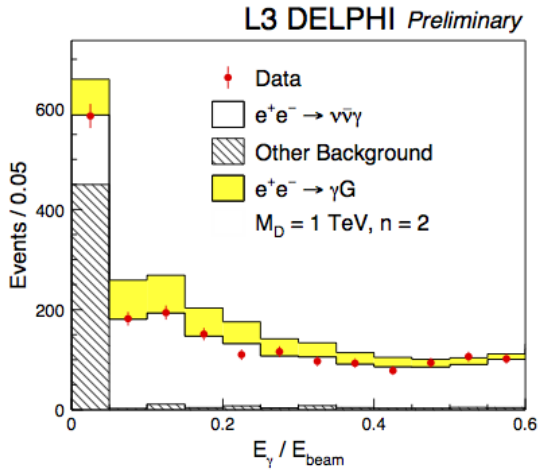


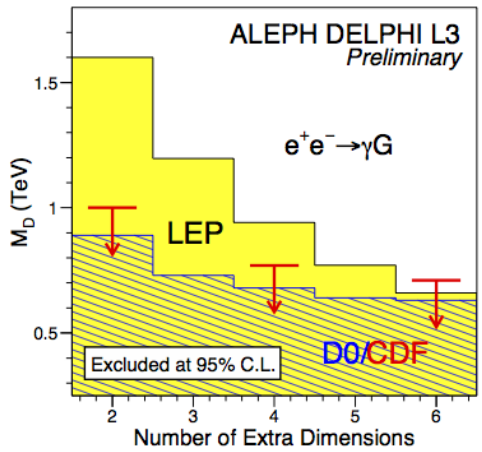
FIGURE 2.9 – Diagramme de Feynman des principaux processus de production directe de graviton auprès de collisionneurs.

Les recherches des processus $e^+e^- \to \gamma + G$ au LEP sont résumées dans la référence [41]. Les résultats sont illustrés sur la figure 2.10. La limite inférieure sur $M_{pl(4+n)}$ (aussi notée M_D) varie de 1.6 TeV à 0.6 TeV pour des scénarios allant de deux à six dimensions supplémentaires.

Auprès de collisionneurs hadroniques, les recherches d'émissions directes de graviton s'effectuent par des études des états finals de type $X + \not{E}_T$ avec X une particule du Modèle Standard telle qu'un photon, un gluon ou un boson Z ou W. Au Tevatron, les collaborations DØ et CDF ont étudié les états finals avec un photon ou un jet de particules associé à une grande quantité d'énergie transverse manquante. Leurs analyses sont documentées dans les références [42, 43] pour DØ et dans la référence [44] pour CDF. La figure 2.11(a) illustre le spectre d'impulsion transverse du photon observé dans des événements avec un seul photon et une grande quantité d'énergie transverse manquante dans les données récoltées par l'expérience CDF. Sur la figure, on observe un bon accord entre les données et la prédiction du Modèle Standard. Dans le contexte des modèles ADD, une contrainte inférieure sur l'échelle de Planck M_D est imposée. Cette contrainte varie de 1080 GeV à 880 GeV pour des scénarios de deux à six dimensions supplémentaires. La figure 2.11(b) illustre le spectre d'impulsion transverse du photon dans des



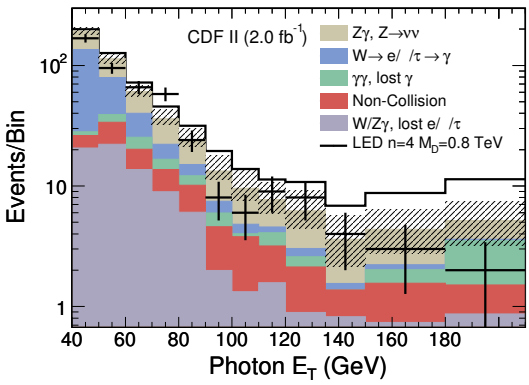
(a) Distribution du rapport de l'énergie du photon sur l'énergie du faisceau pour les événements avec un seul photon récoltés par DELPHI et L3. Un exemple de signal attendu pour un modèle ADD avec deux dimensions supplémentaire et $M_D = 1\,\text{TeV}$ est ajouté à la prédiction du Modèle Standard ($e^+e^- \to \nu\bar{\nu}\gamma$ et *Other Background* sur la figure).



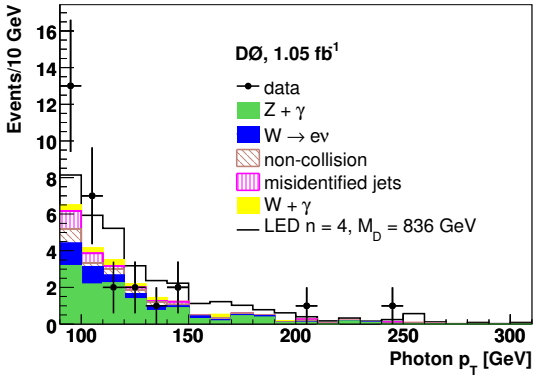
(b) Limite combinée des résultats d'ALEPH, DELPHI et L3 sur l'échelle de Planck M_D en fonction du nombre de dimensions supplémentaires dans le contexte des modèles ADD [41].

FIGURE 2.10 – Contraintes du LEP sur l'émission directe de graviton.

événements avec un seul photon et une grande quantité d'énergie transverse enregistrés par le détecteur DØ. L'accord entre les données et les prédictions du Modèle Standard permet de contraindre les modèles ADD. Les limites obtenues sur M_D varient entre 884 GeV et 778 GeV pour des scénarios allant de deux à huit dimensions supplémentaires.



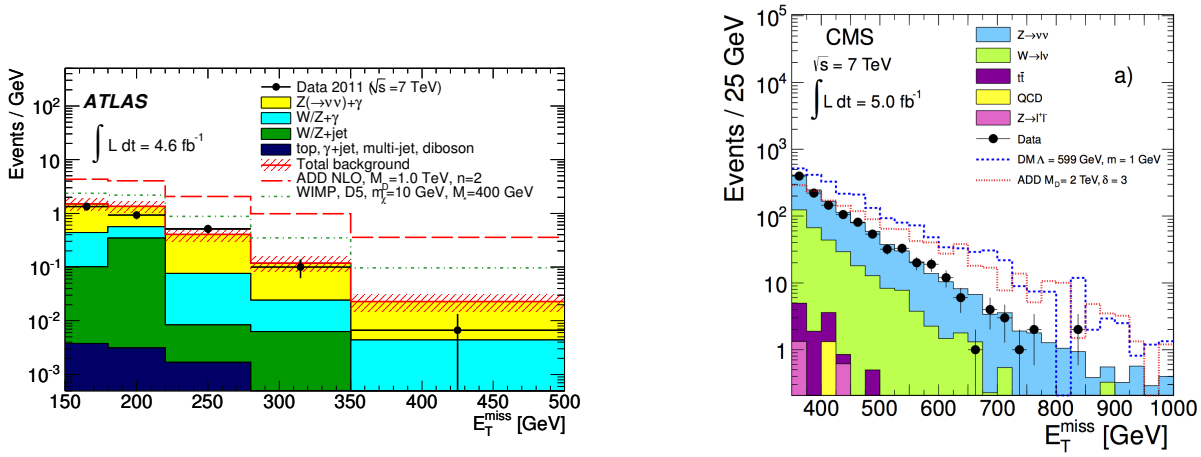
(a) Distribution de l'impulsion transverse du photon dans des événements avec un seul photon dans les données récoltées par l'expérience CDF. [44].



(b) Distribution de l'impulsion transverse du photon dans des événements avec un seul photon dans les données récoltées par l'expérience DØ. [43].

FIGURE 2.11 – Contraintes du Tevatron sur l'émission directe de graviton.

ATLAS et CMS ont également effectué des recherches d'émissions directes dans les événements avec un seul photon [45,46] et dans les événements avec un seul jet [47–49]. Ces recherches ont été menées en utilisant les données enregistrées en 2011 et 2012 avec une énergie dans le centre de masse ($\sqrt{s}$) de 7 et 8 TeV. La figure 2.12 illustre la distribution d'énergie transverse manquante dans les événements avec un seul photon dans ATLAS (figure 2.12(a)) et un seul jet de particules dans CMS (figure 2.12(b)). Ces recherches ont fortement augmenté les contraintes sur les modèles à grandes dimensions supplémentaires. Par exemple, l'analyse monojet d'ATLAS avec 10 fb^{-1} de données à 8 TeV [47] permet d'imposer une limite inférieure sur l'échelle de Planck allant de 3.88 TeV à 2.58 TeV pour des scénarios de deux à six dimensions supplémentaires.



(a) Distribution de l'énergie transverse manquante des évenements avec un seul photon enregistrés par ATLAS [45] dans les collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Un exemple de signal attendu pour un modèle ADD avec deux dimensions supplémentaire et $M_D = 1$ TeV est ajouté à la prédiction du Modèle Standard.

(b) Distribution de l'énergie transverse manquante des évenements avec un seul jet de particules enregistrés par CMS dans les collisions à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Un exemple de signal attendu pour un modèle ADD avec trois dimensions supplémentaire et $M_D = 2$ TeV est ajouté à la prédiction du Modèle Standard.

FIGURE 2.12 – Contraintes du LHC sur l'émission directe de graviton.

2.4.2.4 Production de trous noirs quantiques

Si l'échelle de Planck fondamentale dans l'espace total à 4+n dimensions est réduite à des valeurs d'énergie possibles lors des collisions dans le LHC alors les protons des deux faisceaux peuvent interagir gravitationnellement et ainsi produire un micro trou noir. Ce trou noir pourra alors se désintégrer à travers une radiation de Hawking [50]. Lors de cette désintégration, toutes les particules du Modèle Standard sont susceptibles d'être produites. Dans un scénario ADD, puisque la majorité de ces particules sont confinées à l'espace standard à quatre dimensions, le trou noir se désintégrera majoritairement dans cet espace [51]. Expérimentalement, les recherches auprès de collisionneurs s'intéressent aux événements présentant une très grande multiplicité. Par exemple, ATLAS a effectué une recherche dans des événements multijets [52] dans les données enregistrés en 2010. CMS a étudié les événements avec au moins deux jets ainsi que des leptons et des photons dans les données de 2012 [53]. Cette étude a permis d'imposer des limites sur la masse minimale du trou noir en fonction de l'échelle de Planck M_D pour des scénarios avec différents nombres de dimensions supplémentaires. La figure 2.13 illustre la limite à 95 % de niveau de confiance sur la masse minimale du trou noir quantique (M_{QBH}^{min}) en

fonction de l'échelle de Planck pour différents nombres de dimensions supplémentaires.

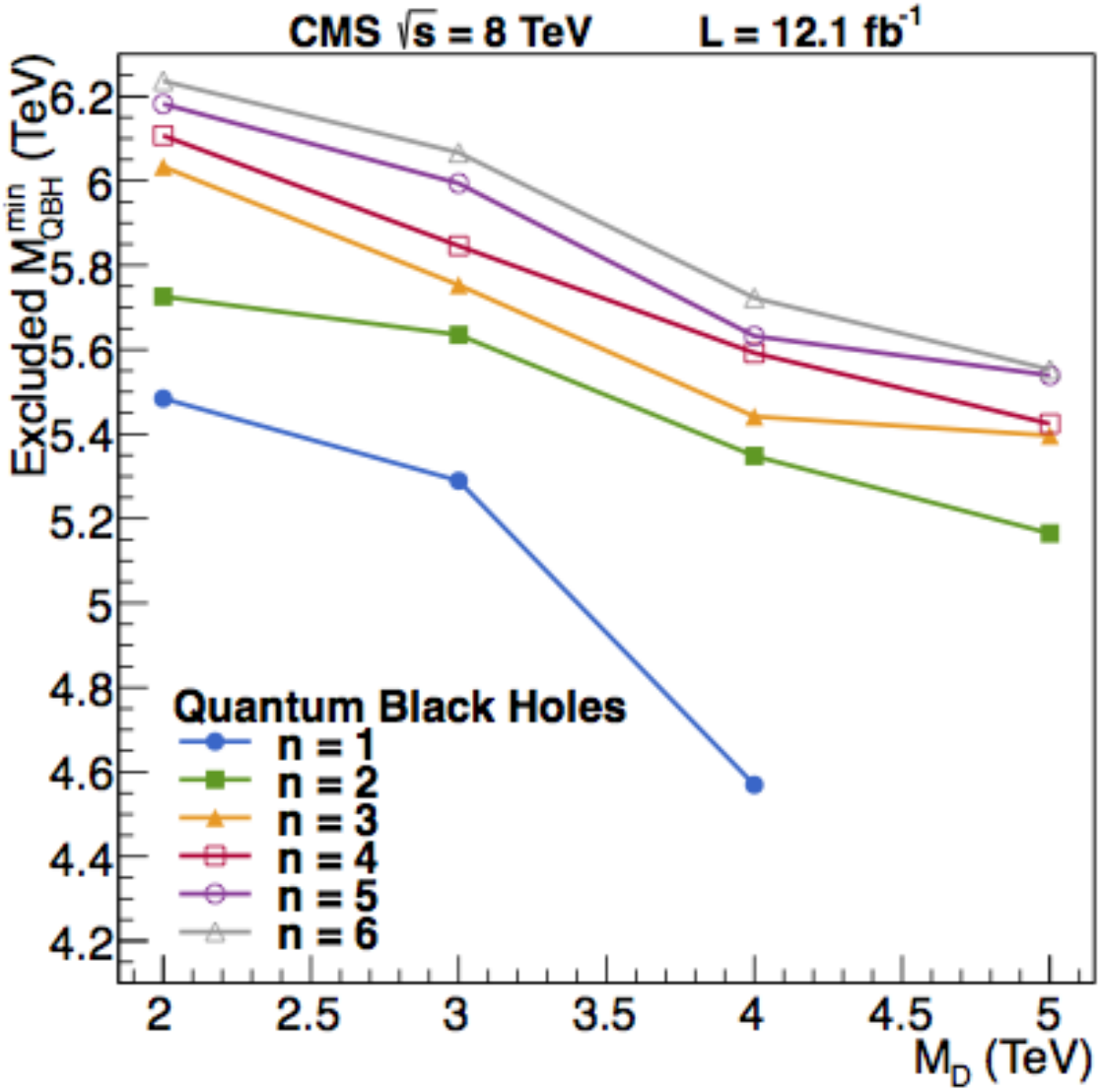


FIGURE 2.13 – Limites à 95 % de niveau de confiance sur la masse minimale du trou noir quantique (M_{QBH}^{min}) en fonction de l'échelle de Planck M_D pour différents nombres de dimensions supplémentaires [53].

2.4.2.5 Echanges virtuels de gravitons

Une autre signature possible auprès de collisionneur est l'échange virtuel de gravitons. Cet échange de gravitons de Kaluza-Klein dans les diffusions de type $2 \to 2$ induit des modifications dans les sections efficaces des processus du Modèle Standard. Des recherches d'échanges virtuels de gravitons ADD ont été effectuées à HERA [54, 55], au LEP [56–58] et au Tevatron [59]. Au LHC, les processus les plus intéressants sont la production Drell-Yan ($pp \to \ell^+\ell^-$) et la production diphoton ($pp \to \gamma\gamma$). Pour des scénarios avec plus d'une dimension supplémentaire, les amplitudes des signaux divergent. Il faut donc imposer à la série d'excitations de Kaluza-Klein une coupure ultraviolette M_S. Cette échelle d'énergie M_S ne peut pas être reliée directement à l'échelle de Planck fondamentale M_D sans connaître la théorie complète. Il est cependant attendu que la valeur de M_S soit proche de celle de M_D mais il se peut également qu'elle soit plus faible, ce qui permettrait de détecter les effets d'échanges virtuels avant d'observer l'émission directe du graviton. Pour les états finals dilepton et diphoton, l'échange virtuel de graviton se comporte de façon similaire. La production s'effectue par fusion de gluons ou par annihilation de paires quark-antiquark ($gg/q\bar{q} \to G \to \ell^+\ell^-/\gamma\gamma$). Lors du calcul complet de la section efficace, il faut considérer à la fois la production directe de graviton ainsi que le terme d'interférence avec les processus du Modèle Standard. En géneral, la section efficace de production est paramétrée en fonction d'un paramètre d'intensité du signal graviton η_G. La section efficace totale (σ_{tot}), qui comprend à la fois la production du Modèle Standard (σ_{MS}) et la contribution du graviton s'écrit selon l'équation suivante :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{MS} + \eta_G \sigma_{inter} + \eta_G^2 \sigma_{direct}^G. \tag{2.18}$$

avec σ_{inter} le terme d'interférence entre les diagrammes du Modèle Standard et les diagrammes avec un graviton et σ_{direct}^G le terme de production directe de graviton. L'intensité du signal est reliée à l'échelle de coupure ultraviolette M_S et à une constante F par l'équation suivante :

$$\eta_G = \frac{F}{M_S^4}, \tag{2.19}$$

Il existe différents formalismes pour calculer σ_{tot}. Dans ceux-ci, la constante F prend différentes valeurs. Les trois formalismes les plus usuels sont GRW [60], Hewett [61] et HLZ [62]. La table 2.1 résume les valeurs de F en fonction du formalisme considéré.

Formalisme	F
GRW	1
Hewett	$\pm\frac{2}{\pi}$
HLZ	$\log(M_S^2/\hat{s})$ si $n = 2$ $\frac{2}{\delta-2}$ si $n > 2$

Table 2.1 – Définition de la constante F en fonction du formalisme utilisé pour le calcul de σ_{tot}. $\hat{s}$ est le carré de l'énergie dans le centre masse partonique et n le nombre de dimensions supplémentaires.

Les résultats obtenus par l'expérience ATLAS dans le canal diphoton constituent une partie importante de mon travail de thèse, nous y reviendrons donc en détail dans le chapitre 7. Les résultats du canal dilepton et de l'expérience CMS seront discutés en détail dans le chapitre 8.

2.5 Dimensions supplémentaires courbées : le modèle RS

2.5.1 Aspects théoriques

Un autre scénario de dimensions supplémentaires a été introduit par Lisa Randall et Raman Sundrum [33] en 1999. Dans ce scénario, on suppose l'existence d'une seule dimension supplémentaire compactifiée sur un orbifold S^1/Z^2 de rayon R. La dimension supplémentaire initialement enroulée selon un cylindre est déroulée par une identification des points à la coordonnée polaire ϕ avec ceux de la coordonnée $-\phi$. La figure 2.14 illustre l'opération effectuée.

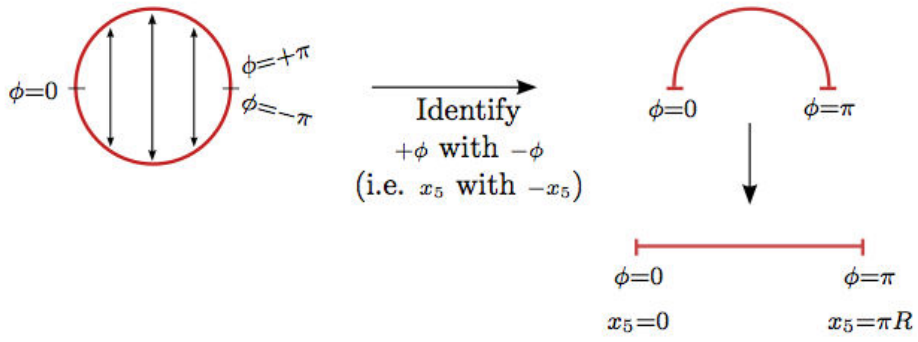


FIGURE 2.14 – Dimension supplémentaire cylindrique déroulée sur un intervalle [63].

Dans cette configuration, deux membranes à quatre dimensions sont placées à une distance πR l'une de l'autre et forment ainsi une tranche de l'espace total à cinq dimensions.

Dans le modèle le plus simple (RS1), les champs du Modèle Standard sont confinés à la membrane située au point $y = \pi R$ alors que le champ gravitationnel peut se propager dans tout l'espace à cinq dimensions. La métrique de l'espace couple les quatre dimensions de l'espace standard à la dimension supplémentaire y avec un facteur exponentiel (*warp factor*). Elle s'exprime selon l'équation suivante :

$$ds^2 = e^{-2k|y|}\eta_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu + dy^2 \tag{2.20}$$

Ce facteur exponentiel induit un décalage entre les échelles d'énergie (ou les masses) de la membrane du Modèle Standard et leurs équivalents dans l'autre membrane :

$$m_{MS} = me^{-k\pi R} \tag{2.21}$$

Ainsi, il est possible de relier l'échelle de Planck dans la membrane où seule la gravité peut se propager à l'échelle de Planck apparente dans la membrane du Modèle Standard grâce à ce facteur exponentiel. Pour réduire l'échelle de Planck à une valeur proche de l'échelle électrofaible, on doit avoir $kR \sim 12$ [64,65]. L'énorme différence de 17 ordres de grandeur est ainsi remplacée par une petit hiérarchie d'un ordre de grandeur. Cependant, cette condition sur le produit kR impose une contrainte sur le rayon de compactification ou de façon similaire sur la distance entre les deux membranes. Cette condition, qui semble artificielle, peut être enlevée par l'ajout d'un champ scalaire massif, le radion, se propageant dans tout l'espace selon le mécanisme proposé par Goldberger et Wise [64].

2.5.2 Phénoménologie

La phénoménologie attendue dans le cadre du modèle RS1 a été étudiée en détail dans les références [33, 66]. Dans l'espace à quatre dimensions, le modèle peut s'étudier en fonction de deux paramètres : l'échelle $\Lambda_\pi = \overline{M}_{Pl} e^{-k\pi R}$ liée aux processus physiques dans la membrane du Modèle Standard et l'échelle de courbure $c = k/\overline{M}_{Pl}$ avec $\overline{M}_{Pl} = M_{Pl}/8\pi$. Le champ gravitationnel évoluant dans l'espace à cinq dimensions, sa réalisation dans l'espace à quatre dimensions implique la présence d'excitations de Kaluza-Klein puisque la cinquième dimension est compactifiée. Dans ce modèle le couplage de chaque excitation est très fort, de l'ordre de $1/\Lambda_\pi$ au lieu de $1/M_{Pl}$ dans le modèle ADD. Il en résulte que les excitations sont très espacées en masse. De plus la géométrie de l'espace étant différente, l'espacement entre chaque excitation de la série de Fourier n'est plus en $1/R^2$ mais obéit à la relation suivante :

$$m_n = x_n k e^{-k\pi R}, \tag{2.22}$$

avec x_n les racines de la fonction J_1 de Bessel. La signature est donc une série de résonances étroites de spin 2. L'espace entre les résonances étant très important, il est possible que seule la première excitation soit observée et que les autres ne soient pas accessible aux énergies considérées au LHC. Dans les programmes de simulation tels que Pythia [67], le modèle RS1 est paramétré en fonction de l'échelle de courbure $k/\overline{M}_{Pl}$, qui représente le couplage du champ gravitationnel aux champs du Modèle Standard et de la masse de la première excitation $m_0 = m_G$. Pour résoudre naturellement le problème de la hiérarchie, le couplage $k/\overline{M}_{Pl}$ doit prendre des valeurs comprises entre 0.01 et 0.1 [66].

2.5.3 Contraintes expérimentales

Auprès de collisionneurs hadroniques, la production du graviton massif du modèle de Randall et Sundrum s'effectue soit par fusion de gluons ou par annihilation d'une paire quark-antiquark. La figure 2.15 illustre la fraction relative des deux contributions en fonction de la masse du graviton dans des collision proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV(énergie nominale du LHC) [68].

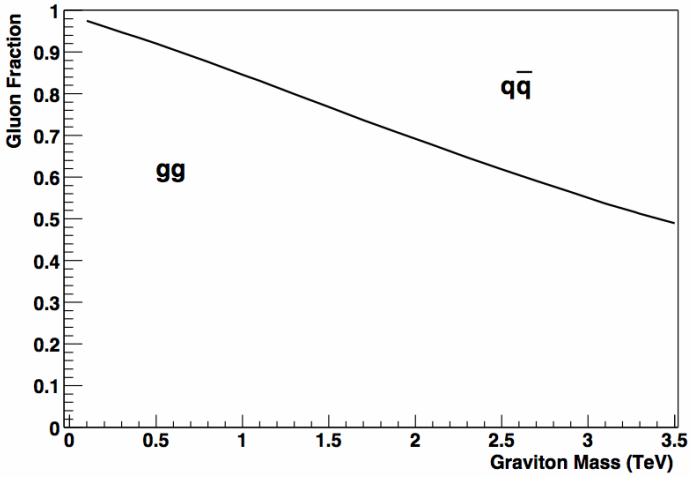


Figure 2.15 – Contributions de la fusion de gluons et de l'annihilation quark-antiquark à la production de graviton au LHC [68].

Le champ gravitationnel se couple à toutes les particules du Modèle Standard. On peut donc hypothétiquement étudier sa désintégration dans de nombreux canaux. La figure 2.16 illustre les rapports d'embranchement du graviton avec les particules du Modèle Standard en fonction de la masse du graviton.

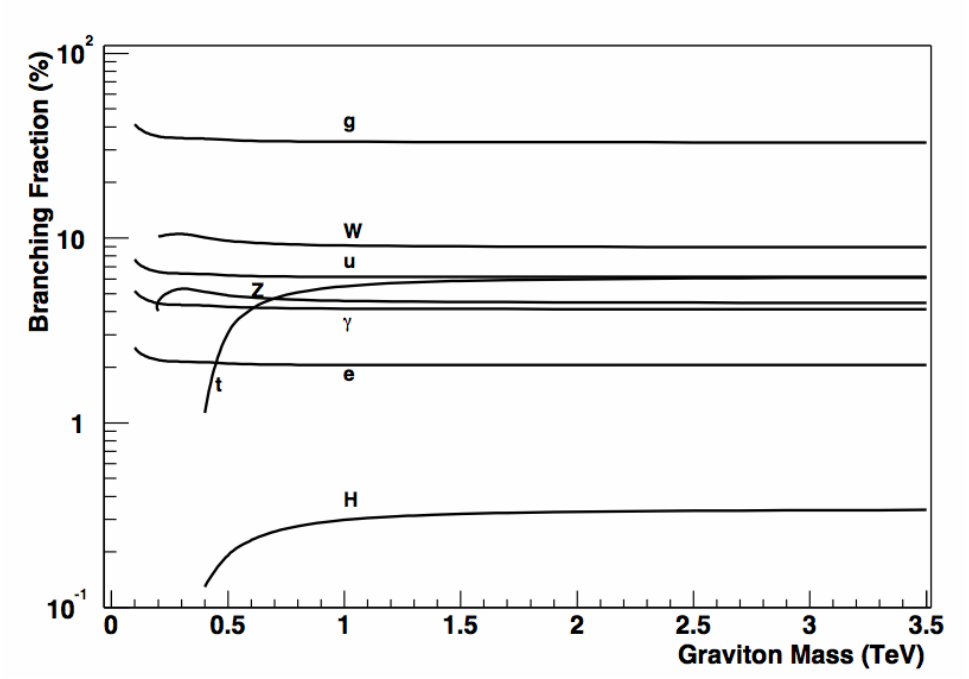


FIGURE 2.16 – Rapports d'embranchement du graviton en fonction de sa masse [68]. Le calcul est effectué avec une masse de 115 GeV pour le boson de Higgs.

2.5.3.1 Recherches au Tevatron

Les expériences CDF et DØ au Tevatron ont étudié de nombreux canaux de désintégrations. Les canaux les plus sensibles sont les canaux dilepton et diphoton où la signature expérimentale est la plus claire. Les résultats obtenus par la collaboration CDF dans les canaux diphoton, diélectron et dimuon sont documentés dans les références [69–71]. Ceux de la collaboration DØ dans les canaux dilepton et diphoton sont disponibles dans la référence [72]. Des études dans les canaux dibosons (WW et ZZ) ont aussi été réalisées et publiées dans les références [73–75]. Cependant les contraintes établies sur les paramètres m_G et $k/\overline{M}_{Pl}$ dans les canaux dibosons sont moins importantes que celles dans les canaux dilepton et diphoton.

Les figures 2.17 et 2.18 illustrent le spectre en masse invariante des événements diphoton et diélectron obtenu par les expériences CDF et DØ. On peut noter sur ces quatre figures, le bon accord entre les prédictions du Modèle Standard et les données. La présence d'une résonance étroite semble exclue et des limites sur les paramètres du modèle RS1 sont établies. Ces limites varient un peu en fonction de l'expérience et de l'état final étudié mais les résultats restent semblables. La figure 2.19 illustre les contraintes obtenues sur les paramètres du modèle RS1 en combinant les canaux diélectron et diphoton dans chacune des deux expériences. L'espace bidimensionnel (m_G, $k/\overline{M}_{Pl}$) est représenté. La zone située au dessus des courbes est exclue par les expériences. Plus quantitativement, avec 95 % de niveau de confiance, CDF exclut la présence d'un graviton ayant une masse entre 612 GeV et 1058 GeV pour des valeurs de $k/\overline{M}_{Pl}$

allant de 0.01 à 0.1 et DØ exclut la présence d'un graviton ayant une masse de 560 GeV à 1050 GeV pour la même gamme de $k/\overline{M}_{Pl}$.

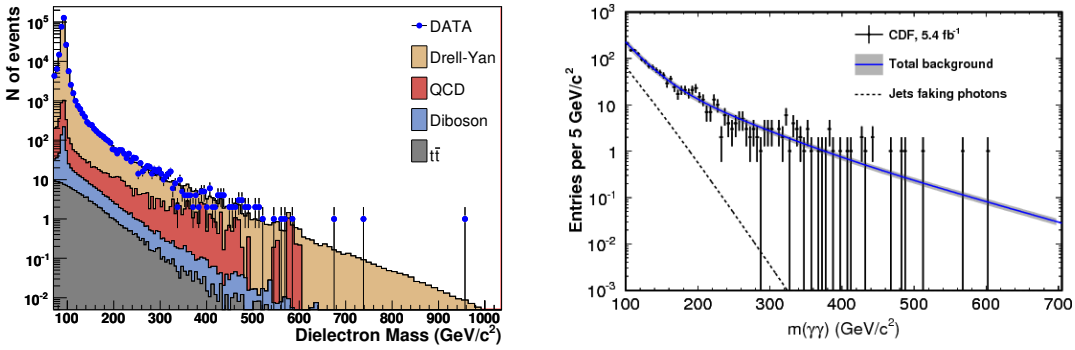


FIGURE 2.17 – Spectres en masse invariante des événements diélectron et diphoton obtenus par la collaboration CDF dans le contexte des publications [70] et [69].

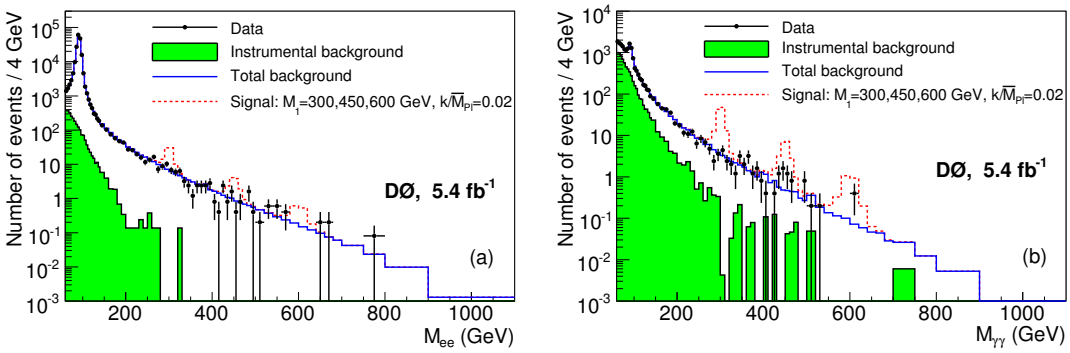


FIGURE 2.18 – Spectres en masse invariante des événements diélectron et diphoton obtenues par la collaboration DØ dans le contexte de la publication [72].

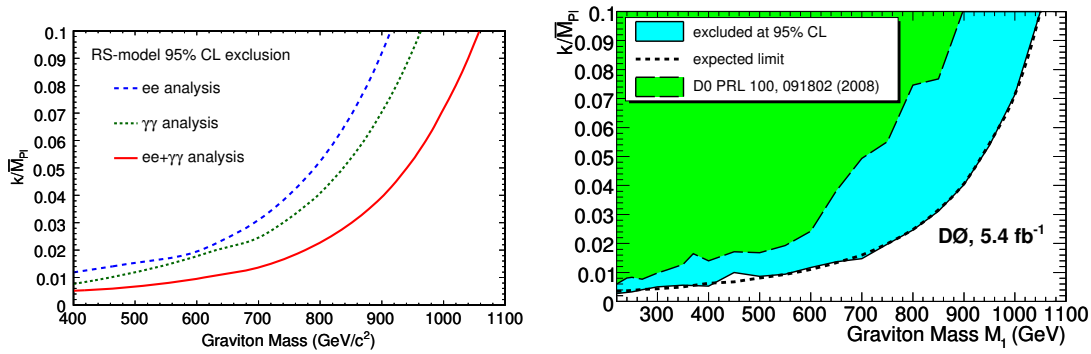


FIGURE 2.19 – Contraintes sur les paramètres du modèle RS1 obtenues par les collaborations CDF (à gauche) et DØ (à droite).

2.5.3.2 Recherches au LHC

Le programme de recherche de graviton de type RS au LHC est similaire à celui du Tevatron. Les canaux dibosons [76–79] sont sondés ainsi que les canaux diphoton et dilepton [80–83]. Nous discuterons plus en détail les résultats d'ATLAS et CMS dans ces deux canaux dans les chapitres 7 et 8.

La table 2.2 résume les contraintes imposées sur la masse d'un graviton de Randall-Sundrum pour $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$ par les expériences du Tevatron et du LHC dans différents canaux.

Expérience	Canal	Limite observée sur m_G (TeV)	Référence
ATLAS	ZZ	0.85	[84]
	WW	1.23	[79]
	$\ell^+\ell^-$	2.47	[82]
	$\gamma\gamma$	2.06	[83]
CMS	ZZ	0.95	[77]
	$\ell^+\ell^-$	2.39	[80]
	$\gamma\gamma$	1.84	[81]
	dijet	1.45	[85]
CDF	WW	0.61	[73]
	$\mu^+\mu^-$	0.92	[71]
	$\gamma\gamma$	0.96	[69]
	$e^+e^- + \gamma\gamma$	1.06	[70]
DØ	WW	0.75	[75]
	$e^+e^- + \gamma\gamma$	1.05	[72]

TABLE 2.2 – Limites inférieures sur la masse du premier graviton du modèle RS1. Les limites sont données pour $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$ avec 95 % de niveau de confiance.

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons abordé les motivations théoriques pour l'introduction de modèles avec des dimensions supplémentaires. Nous nous sommes plus particulièrement intéressés aux modèles ADD et RS1 qui peuvent être testés par l'étude des événements diphoton auprès de collisionneurs hadroniques. Les résultats des expériences du LHC dans les canaux dilepton et diphoton seront présentés dans les chapitre 7 et 8 dans le contexte de l'interprétation des résultats de l'analyse des événements diphoton. Notons que le modèle RS1 est la version la plus simple d'une classe de modèles s'appuyant sur la géométrie courbée. Les différences entre ces modèles résident principalement dans la possibilité laissée aux différents champs du Modèle Standard de se propager dans l'espace complet ainsi que dans les conditions aux limites de chaque membrane. Ces différents modèles sont discutés dans les références [86, 87]. Il faut également mentionner l'existence d'un troisième type de modèle, les dimensions supplémentaires de petites tailles (*Universal Extra Dimensions*). Dans ce scénario, la configuration de l'espace permet de laisser certains champs du Modèle Standard se propager dans tout l'espace. Ces modèles dont la construction est souvent similaire aux modèles supersymétrique peuvent également fournir une particule candidate à la matière noire.

Ces modèles de dimensions supplémentaires s'appuient sur une théorie des champs effective valide uniquement jusqu'à une échelle d'énergie donnée. Ils sont assez génériques et pourraient rendre compte des manifestations à basses énergies d'une théorie plus fondamentale. D'autre part les phénoménologies RS1 et ADD fournissent deux topologies différentes avec dans un cas une série de résonances étroites et dans l'autre un continuum. Elles conduisent chacune à un cadre différent dans lequel nous pouvons interpréter les données.

3

Production d'événements diphoton dans un collisionneur hadronique

Sommaire

3.1 Calcul d'un processus de QCD 40
3.1.1 Chromodynamique quantique perturbative 40
3.1.2 Structure des hadrons 40
3.1.3 Fragmentation des partons 42
3.1.4 Théorème de factorisation 43
3.2 Processus diphoton 44
3.3 Isolation 45
3.4 Evénement sous-jacent 46
3.5 Outils de calculs du processus diphoton 46
3.5.1 Générateurs d'événements 46
3.5.2 Calculs partoniques 47
3.5.3 Distributions cinématiques 47
3.6 Incertitudes sur le calcul des processus diphoton 49
3.6.1 Incertitudes sur les fonctions de distribution de partons 49
3.6.2 Incertitudes sur les échelles μ_R, μ_F et μ_f 51
3.6.3 Incertitudes sur le critère d'isolation 51
3.6.4 Incertitude totale 53
3.7 Conclusion 53

Dans ce chapitre, nous résumerons les différents aspects de la production d'événements diphoton dans un collisionneur hadronique. Tout d'abord, nous discuterons les différentes composantes entrant en jeu dans le calcul d'un processus de chromodynamique quantique dans des collisions proton-proton. Nous verrons ensuite les différents modes de production d'événements diphoton et nous discuterons le concept d'isolation qui joue un rôle crucial dans les études des photons au LHC. Finalement, nous aborderons les différents outils disponibles pour effectuer des prédictions sur la production d'événements diphoton et nous discuterons les incertitudes liées à ces prédictions.

3.1 Calcul d'un processus de QCD

3.1.1 Chromodynamique quantique perturbative

La chromodynamique quantique (QCD) est une théorie de jauge non abélienne. Une des propriétés d'une telle théorie est la liberté asymptotique [88] , c'est-à-dire le fait que les interactions entre les particules peuvent devenir faibles lorsque l'échelle d'énergie augmente.

La conséquence directe de la liberté asymptotique dans le cadre de la QCD est que la diffusion de quarks ou de gluons à haute énergie peut être décrite par le modèle des partons [89, 90]. Mathématiquement, cela signifie que l'on peut calculer les sections efficaces des processus en utilisant un développement perturbatif en puissance de la constante de couplage forte (α_S). Comme la valeur de α_S est assez faible à haute énergie, un calcul tronqué à un ordre relativement bas permet d'obtenir des prédictions précises de la dynamique des partons.

Cependant, de façon similaire à l'électrodynamique quantique (QED), la description des processus comme la première partie du développement perturbatif introduit des diagrammes dont l'amplitude peut causer une divergence dans le calcul à un ordre donné. De même qu'en QED, la solution pour résoudre ce problème est de renormaliser la théorie (c.f. chapitre 1), c'est à dire de la reparamétriser pour absorber les divergences dans des termes qui s'annulent exactement. Cependant, cette procédure de renormalisation s'accompagne de l'introduction d'une échelle d'énergie μ_R. Cette échelle, nommée échelle de renormalisation n'a pas de sens physique, il s'agit simplement d'un artefact mathématique pour stabiliser le calcul. Sa valeur, arbitaire, est souvent choisie autour de Q^2 (l'impulsion transférée par les partons de l'état initial aux partons de l'état final). Pour les calculs du processus diphoton, nous avons choisi $\mu_R = m_{\gamma\gamma}$.

3.1.2 Structure des hadrons

Un hadron (particule sensible à l'interaction forte telle que le proton) est une particule composite. Ses constituants sont appelés les partons et peuvent être :

— un quark ou un antiquark de valence : l'un des quarks constituant le hadron. Dans le cas du proton, il s'agit de deux quarks *up* et un quark *down*.

— un quark ou un antiquark de la mer : l'un des quarks virtuels du vide QCD polarisé. En conséquence, dans les collisions de protons, il est possible d'observer des processus initiés par des quarks lourds, tels que les quarks *charm* et *strange* (et aussi le quark *bottom*).

— un gluon.

La structure du proton en termes de partons dépend de l'échelle d'énergie (ou de longueur) considérée. On décrit le contenu du proton par des fonctions de distribution de partons (PDFs). Ces PDFs donnent la probabilité de trouver un parton de type donné (quark *up*, ...) dans le proton en fonction de la fraction x de l'impulsion du proton portée par ce parton (nommée variable de Bjorken). Elles contiennent donc la structure non perturbative de la QCD et doivent être déterminées expérimentalement. Les mesures les plus importantes sur les PDFs viennent des expériences de diffusion profondément inélastiques d'un électron (ou d'un positron) sur un proton telles que les expériences réalisées auprès de l'accélérateur HERA [91]. La figure 3.1 résume les mesures utilisées par le groupe de travail NNPDF (pour *Neural Network Parton Distribution Functions*) [92] pour leurs estimations des PDFs en fonction de leur gamme de valeurs de Q^2 et de x de Bjorken.

Cependant ces expériences ont déterminé les PDFs pour des valeurs de Q^2 spécifiques et généralement bien inférieures aux énergies mises en jeu au LHC. L'évolution des PDFs en fonction de Q^2 est prédite par les équations DGLAP (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi) [93–95]. Ces calculs théoriques doivent faire face à des singularités liées à des phénomènes à basse énergie telles que des radiations de particules colinéaires aux partons. La présence de ces

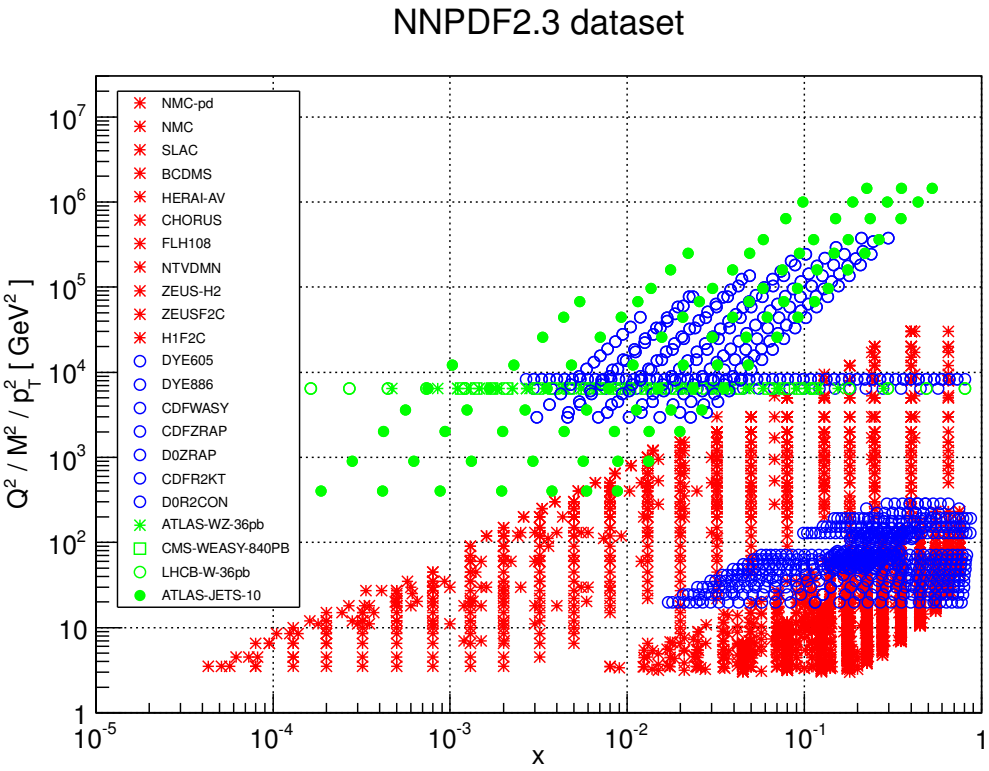


FIGURE 3.1 – Mesures utilisées par le groupe NNPDF pour leur estimation des PDFs la plus récente (NNPDF2.3) en fonction de Q^2 et de x de Bjorken. Les mesures représentées en rouge proviennent d'expériences sur cible fixe et des expériences de HERA. Celles représentées en bleu correspondent aux mesures des expériences du Tevatron et celles en vert représentent les premières mesures réalisées au LHC. La figure possède une structure particulière : chaque ligne peut être associée à une expérience et certaines lignes sont peuplées par plusieurs expériences. A titre d'exemple, les lignes horizontales autour de $Q^2 \approx 10^4$ GeV correspondent aux mesures du Tevatron et du LHC effectuées avec des lots d'événements W ou Z.

singularités impose l'introduction d'une échelle d'énergie μ_F, nommée échelle de factorisation pour laquelle le calcul est valide. En général l'évolution des PDFs dans les équations DGLAP est paramétrée en fonction de ${\mu_F}^2$ au lieu de Q^2. Pour les calculs des processus diphoton, nous avons choisi d'imposer $\mu_F = m_{\gamma\gamma}$.

Les évaluations des PDFs sont effectuées par plusieurs groupes de travail différents. Ces groupes utilisent des données différentes ainsi que des hypothèses théoriques différentes pour prédire les PDFs aux énergies du LHC. Dans le cadre des calculs des processus diphoton, nous comparerons les prédictions de deux groupes :

— le groupe CTEQ (pour *The Coordinated Theoretical and Experimental Project on QCD*) [96] ;
— le groupe MSTW (pour Martin-Stirling-Thorne-Watt) [97].

La figure 3.2 illustre les PDFs pour différents partons prédites par le groupe MSTW à des valeurs de Q^2 de $10\,\text{GeV}^2$ et $10^4\,\text{GeV}^2$. Sur cette figure, le produit $xf(x, Q^2)$ est représenté en fonction de la variable x de Bjorken. La fonction $f(x, Q^2)$ représente la probabilité que le parton emporte la fraction x de l'impulsion du proton. La PDF du gluon (en rouge sur la figure) est beaucoup plus importante que les autres. La largeur de chaque bande représente l'incertitude sur le produit $xf(x, Q^2)$ avec 68 % de niveau de confiance.

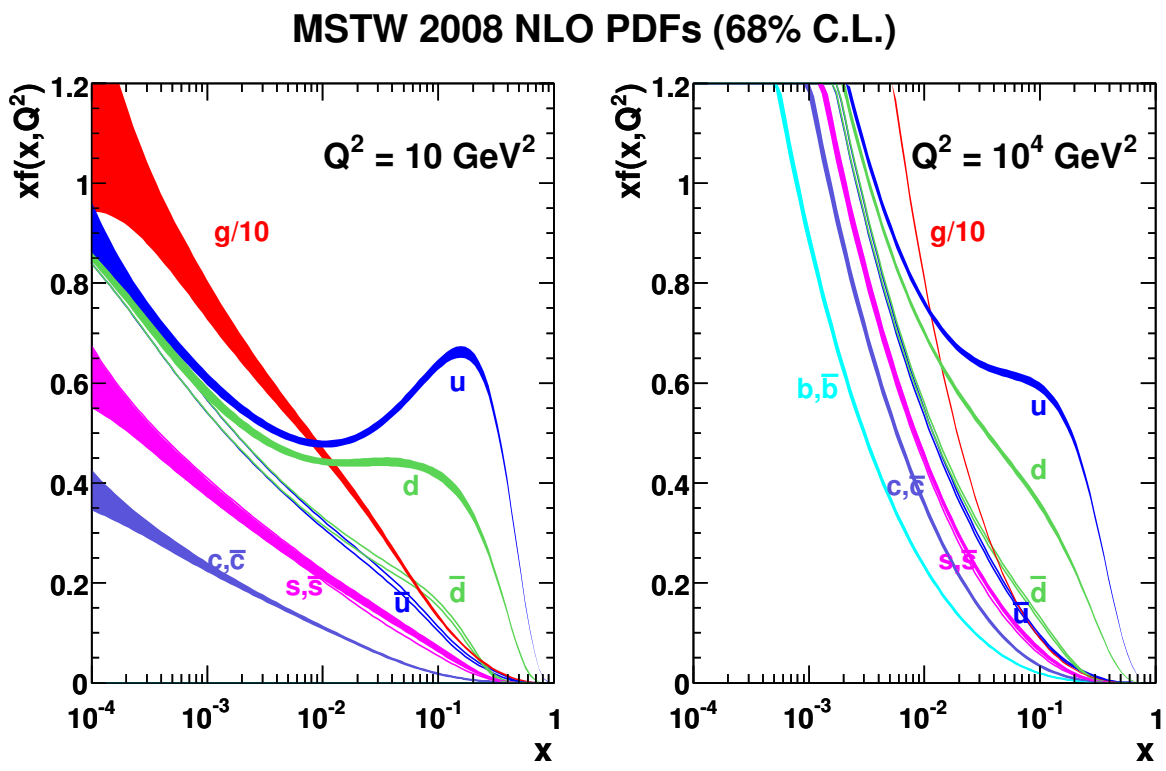


FIGURE 3.2 – Fonctions de distribution de partons pour Q^2=10 GeV^2 (figure de gauche) et Q^2=10^4 GeV^2 prédites par le groupe MSTW [97].

3.1.3 Fragmentation des partons

À basse énergie, l'intensité de l'interaction forte augmente fortement, $\alpha_S \sim 1$. Ceci implique qu'il est impossible de produire expérimentalement des quarks libres.

En régime non perturbatif, une particule avec une charge de couleur peut alors céder une partie de son énergie cinétique et ainsi émettre une paire quark-antiquark virtuelle pour produire un ou plusieurs hadrons. C'est le phénomène d'hadronisation. À plus haute énergie, un quark ou un gluon va d'abord rayonner des quarks et des gluons dans sa direction de propagation. Ces quarks et gluons vont se décomposer en paire quark-antiquark, qui émettront à nouveau des gluons avec une impulsion transverse plus faible. Ce processus est appelé « gerbe de parton » (*parton shower*). En général, un parton produit dans l'état final subit une première phase de « gerbe de parton » suivie d'une phase d'hadronisation. Finalement, la collection des hadrons ainsi formés est nommée jet de particules et constitue la signature expérimentale de l'émission d'un quark ou d'un gluon dans l'état final. Alors que la création d'un parton dans l'état final peut être traitée en QCD perturbative, l'évolution du parton en une gerbe de particules de basse énergie est un phénomène non perturbatif. Cette évolution est paramétrée dans des fonctions de fragmentation. La fonction de fragmentation $D_{c_k}(z_C, \mu_f^2)$ représente la probabilité que le parton c_k fragmente pour donner le hadron C qui emporte la fraction $z_C = p_C/p_{c_k}$ de l'impulsion du parton c_k. Comme pour les fonctions de distribution de partons, les fonctions de fragmentation dépendent fortement de l'impulsion transférée dans le processus. Lors des calculs théoriques, les singularités des PDFs qui apparaissaient dans le calcul de l'état initial du processus apparaissent ici dans le calcul de l'état final. Il est donc nécessaire d'introduire une échelle d'énergie

μ_f, appelée échelle de fragmentation. Comme pour les PDFs, la dépendance des fonctions de fragmentation à Q^2 (ou à μ_f^2) est prédite par les équations DGLAP.

Un parton émis dans l'état final peut également émettre un photon. Ce phénomène, souvent nommé « Bremsstrahlung » (par analogie au rayonnement « Bremsstrahlung » des électrons) est décrit par les distributions $D_p^\gamma(z, M)$ où z est la fraction d'impulsion du parton emportée par le photon et M est une échelle d'énergie fixée par le processus (par exemple $M^2 = Q^2$ dans le cas de l'annihilation e^+e^-). À la différence de la fragmentation en hadrons qui sont des états liés complexes, le photon a un couplage ponctuel aux quarks. C'est pourquoi, on s'attend à ce que les distributions $D_p^\gamma(z, M)$ soient calculables perturbativement au moins pour des valeurs de M^2 suffisamment grandes. Cependant, en pratique, nous devons déterminer les fonctions de fragmentation dans des régions où M^2 est si faible ($M^2 \sim 25\,\mathrm{GeV}^2$) que les effets non perturbatifs apportent une contribution significative. Ainsi le calcul de la fonction de fragmentation d'un parton en un photon doit faire face à des divergences qui apparaissent lorsque le photon est émis de façon colinéaire au parton. La dépendance du calcul à l'échelle d'énergie $M \sim \mu_f$ est prédite par les équations DGLAP. Le calcul détaillé est disponible dans la référence [98]. Il est à noter que les termes de « Bremsstrahlung » et de fragmentation sont souvent utilisés pour désigner respectivement la partie perturbative et non perturbative du calcul. Seule la somme des deux termes a une signification physique. Dans la suite, nous ferons référence au phénomène d'émission d'un photon par un parton sous le nom de fragmentation.

Comme pour les échelles de renormalisation et de factorisation, nous avons choisi d'imposer $\mu_f = m_{\gamma\gamma}$ pour les calculs des processus diphoton.

3.1.4 Théorème de factorisation

Le théorème de factorisation [99] permet d'exprimer le calcul de la section efficace d'un processus physique dans des collisions de hadrons comme une convolution des trois termes que nous avons présentés dans les sections précédentes :

- la section efficace parton-parton notée $\hat{\sigma}$ (c.f. section 3.1.1). Ce terme est en général obtenu par un calcul perturbatif à un ordre fixe dans la théorie considérée (QCD, électrofaible, supersymmetrie, dimensions supplémentaires, ...). Il dépend généralement de l'échelle de renormalisation μ_R ;
- les fonctions de distribution de partons (c.f. section 3.1.2) ;
- les fonctions de fragmentation des partons de l'état final (c.f. section 3.1.3).

Pour simplifier l'écriture, nous considérons que l'état final C comprend une seule particule sensible au processus de fragmentation En appliquant le théorème de factorisation, la section efficace de l'interaction entre deux hadrons (A et B) donnant l'état final C peut s'écrire selon l'équation suivante :

$$\sigma(A+B \to C) = \sum_{i,j,k} \int dx_{a_i} dx_{b_j} dz_{c_k} \overbrace{\left(f_{A/a_i}(x_{a_i}, \mu_F^2) f_{B/b_j}(x_{b_j}, \mu_F^2) \right)}^{\text{PDFs}} \cdot \overbrace{\left(D_{c_k}^C(z_C, \mu_f^2) \right)}^{\text{fragmentation}} \cdot \overbrace{\left(\hat{\sigma}\left(x_{a_i} P_A, x_{b_j} P_B, \mu_R \right) \right)}^{\text{calcul partonique}} \tag{3.1}$$

Dans l'équation 3.1, nous pouvons identifier les termes suivants :

- $a_1, \cdots, a_i, \cdots$ sont les partons constituant le hadron A. $b_1, \cdots, b_j, \cdots$ sont les partons constituant B. c_k est le parton de l'état final qui fragmente pour donner C ;
- P_A et P_B sont les impulsions des hadrons A et B de l'état initial (A et B sont des protons au LHC). x_{a_i} (x_{b_j}) est la fraction de l'impulsion de A (B) emportée par le constituant a_i (b_j) ;
- f_{A/a_i} (f_{B/b_j}) est la probabilité de trouver le parton a_i (b_j) dans le hadron A (B) ;

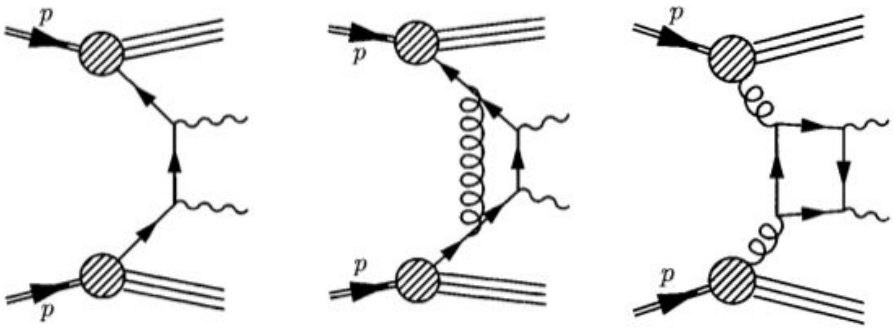
— z_C est la fraction de l'impulsion de c_k emporté par C et $D_{c_k}^C$ est la fonction de fragmentation de c_k en C.

3.2 Processus diphoton

Les processus responsables de la production d'événements diphoton auprès de collisionneurs hadroniques peuvent se séparer en trois catégories : la production directe de deux photons, la production d'un photon et d'un quark qui émet un photon de fragmentation et la production de quarks et de gluons avec émission de deux photons de fragmentation.

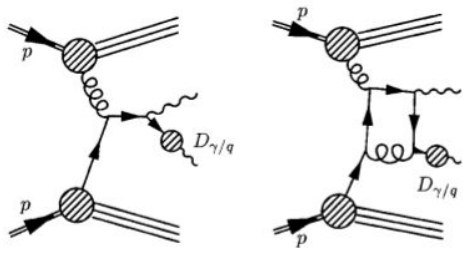
Les processus impliquant la production directe de deux photons représentent la contribution dominante. Des exemples de diagrammes de Feynman contribuant à la production directe sont représentés sur la figure 3.3. La figure 3.3(a) illustre le processus d'annihilation $q\bar{q} \to \gamma\gamma$ (appelé aussi processus de Born). En termes de développement de la série perturbative, il s'agit d'un processus à l'ordre le plus bas de la théorie, son amplitude est de l'ordre de α_{em}^2. Le diagramme représenté sur la figure 3.3(b) est un exemple de contribution à un ordre supérieur du processus d'annihilation. Il est d'ordre $\alpha_{em}^2 \times \alpha_S^2$, ce qui rend cette contribution nettement inférieure à celle du diagramme de la figure 3.3(a). Le diagramme de la figure 3.3(c) représente la contribution dominante du processus de fusion de gluons ($gg \to \gamma\gamma$). En termes de développement perturbatif, ce diagramme est à l'ordre $\alpha_{em}^2 \times \alpha_S^2$, son amplitude est donc beaucoup plus petite que le processus de Born qui possède un terme d'ordre α_{em}^2. Cependant, comme illustré sur la figure 3.2 la fonction de distribution du gluon est bien supérieure à celle des quarks au LHC pour les petites valeurs de la variable x de Bjorken. En conséquence la contribution de la fusion de gluons devient comparable à celle de l'annihilation quark-antiquark.

Les figures 3.4 et 3.5 illustrent des exemples de diagrammes de Feynman contribuant aux processus avec un ou deux photons de fragmentation.



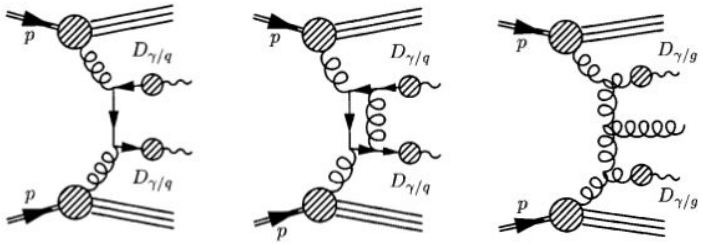
(a) (b) (c)

FIGURE 3.3 – Exemples de diagrammes de Feynman illustrant la production directe de deux photons.



(a) (b)

FIGURE 3.4 – Exemples de diagrammes de Feynman illustrant la production de deux photons dont un photon de fragmentation.



(a) (b) (c)

FIGURE 3.5 – Exemples de diagrammes de Feynman illustrant la production de deux photons de fragmentation.

3.3 Isolation

Le principal défi de l'étude des états finals avec des photons est l'extraction du signal en présence d'un bruit de fond important, ainsi que nous le discuterons dans le chapitre 7. Ce bruit de fond est majoritairement composé de jets de particules avec un méson léger neutre comme composante principale. Ces mésons légers (π^0, η, ω) se désintègrent en plusieurs photons. Pour séparer les photons directs de ce bruit de fond, il est en général requis que les photons soient isolés, c'est-à-dire que l'activité hadronique autour du photon soit faible. En effet une activité hadronique autour de la particule incidente est caractéristique d'un jet de particules avec comme composante principale un méson léger. En général, le critère d'isolation revient à calculer la somme des impulsions transverses de toutes les particules produites dans un cône de rayon $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ autour de la direction du photon. L'impulsion du photon lui-même est soustraite de la somme.

L'application d'un tel critère a peu d'impact sur le calcul des processus de production directe d'événements diphoton. En effet dans ce cas, les photons émis sont relativement éloignés de toute activité hadronique. Pour les processus de fragmentation, la situation est nettement plus complexe. Dans ce cas, le photon est issu d'un processus qui implique la présence d'autres particules hadroniques à proximité. En conséquence, le critère d'isolation réduira significativement la contribution des processus de fragmentation au résultat final. D'autre part, lorsqu'on effectue le calcul complet de la fonction de fragmentation, la situation est compliquée par la présence de gluons de basse énergie, introduits pour stabiliser le calcul à l'ordre auquel il est effectué. L'application d'un critère d'isolation peut limiter fortement l'espace de phase disponible pour

ces gluons de basse énergie et rendre le calcul de la fonction de fragmentation invalide.

La question de la validité des calculs de fragmentations lorsque l'on applique des critères d'isolation a été étudiée dans la référence [100]. Le calcul reste valide sous certaines conditions :

1. La taille du cône ne doit pas être trop petite.
2. La limite supérieure requise sur l'isolation doit être suffisamment grande pour que l'espace de phase d'émission des gluons de basse énergie ne soit pas trop contraint.

Afin de respecter ces conditons, dans les analyses menées avec l'expérience ATLAS, le rayon du cône est en général choisi égal à 0.4 et la somme des impulsions transverses doit être inférieure à quelques GeV (plus de détails sont donnés dans le chapitre 5).

3.4 Evénement sous-jacent

Un dernier phénomène important à prendre en compte lors du calcul d'un processus physique dans un collisionneur hadronique est la présence d'un événement sous-jacent.

Au LHC, lorsque deux paquets de protons se croisent et qu'une collision inélastique a lieu entre deux protons de chaque paquet, le transfert d'impulsion (Q^2) s'effectue entre deux partons provenant de deux protons différents. Par conservation de l'énergie, le reste des deux protons recevra une impulsion résiduelle pour compenser la collision dure [1]. D'autre part, d'autres interactions parton-parton peuvent également avoir lieu entre les partons ne participant pas à la collision dure. Ces deux effets peuvent mener à des dépôts d'énergie additionnels dans le détecteur. Ces dépôts sont dus à des particules de basse énergie qui sont très peu corrélées avec les produits de la collision dure. L'activité observée dans le détecteur qui n'est pas directement associée à la collision dure est appelée événement sous-jacent (*underlying event*). Les processus mis en jeu sont de basse énergie et ne peuvent donc pas être calculés de manière perturbative.

3.5 Outils de calculs du processus diphoton

Pour étudier la production QCD d'événements diphoton, un certain nombre d'outils sont disponibles. Ces outils peuvent se diviser en deux catégories : les générateurs d'événements et les programmes de calculs partoniques.

3.5.1 Générateurs d'événements

Le processus diphoton est implémenté dans les générateurs standards de la physique des hautes énergies tels que Pythia [67], Sherpa [101] ou Herwig [102]. L'avantage de ces trois outils réside dans le fait qu'ils tiennent compte de l'événement sous-jacent ainsi que du phénomène de « gerbe de parton » (*parton shower*). Leur usage est crucial pour générer des événements du processus diphoton qui seront ensuite traités à travers la simulation Geant4 [103] du détecteur ATLAS [104] (c.f. chapitre 7). Cependant, le traitement de la fragmentation dans ces trois outils ne prend pas en compte les fonctions de fragmentation D_p^γ mais tient simplement compte de l'émission QED des quarks de l'état initial et de l'état final. D'autre part, le développement de la série perturbative est stoppé à l'ordre dominant de la théorie des perturbations (LO), ce qui est souvent insuffisant pour modéliser précisément un processus physique au LHC. Toutefois, il faut noter que dans le cas du processus diphoton, les trois programmes tiennent compte également de la fusion de gluons même s'il ne s'agit pas d'un processus à l'ordre dominant au sens strict du terme.

1. Une collision dure est une collision dans laquelle chaque parton qui participe à l'interaction emporte une grande fraction de l'impulsion du proton auquel il appartient.

3.5.2 Calculs partoniques

Il existe quelques programmes qui fournissent un calcul plus complet que les générateurs standards des processus diphoton. Les plus connus sont DIPHOX [105], MCFM [106] et 2GAMMAMC [107]. Ces trois programmes fournissent un calcul des processus à un ordre supérieur (*NLO*) aux générateurs standards. De plus DIPHOX et MCFM possèdent également un calcul précis de la fonction de fragmentation alors que 2GAMMAMC se concentre sur le calcul de la production directe et effectue des calculs à un ordre plus important du processus de fusion de gluons. Plus récemment, des calculs à un ordre encore supérieur (*NNLO*) ont été effectués avec un programme nommé 2GNNLO [108]. Cependant, ce programme n'a pas encore été rendu public par les auteurs. Contrairement aux générateurs, ces outils ne possèdent pas de prédiction de l'événement sous-jacent et du phénomène de « gerbe de parton ». Il s'agit d'outils de calcul au niveau partonique. Comme les générateurs, ils sont néanmoins interfacés avec les fonctions de distribution de partons les plus courantes et peuvent ainsi fournir des prédictions de sections efficaces observables au LHC.

Dans le cadre de ma thèse, j'ai principalement utilisé DIPHOX. Les auteurs de ce programme travaillant au Laboratoire d'Annecy-le-Vieux de Physique Théorique (à proximité de Grenoble), nous avons pu interargir avec eux pour comprendre le comportement de DIPHOX dans la région cinématique d'étude de cette thèse : les événements diphoton avec une masse invariante élevée. Les résultats de DIPHOX ont également été comparés à ceux de MCFM. Les deux programmes ont fourni des résultats similaires.

3.5.3 Distributions cinématiques

La figure 3.6 illustre la section efficace différentielle $d\sigma/dm_{\gamma\gamma}$ des processus diphoton obtenue avec DIPHOX en effectuant un calcul au second ordre dominant (NLO) de la théorie des perturbations pour des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 8 TeV. Pour effectuer le calcul, les valeurs de certains paramètres sont choisies :

- la masse invariante du système diphoton ($m_{\gamma\gamma}$) est supérieure à 120 GeV ;
- l'impulsion transverse (p_T) de chaque photon est supérieure à 50 GeV ;
- la pseudorapidité (η) de chaque photon respecte la condition $|\eta| < 2.37$;
- le jeu de PDFs est `CTEQ6.6M` ;
- les échelles de renormalisation (μ_R), de factorisation (μ_F) et de fragmentation (μ_f) sont égales à la masse invariante diphoton ;
- un critère d'isolation a été appliqué : la somme des impulsions transverses des particules dans un cône de rayon $\Delta R = 0.4$ autour de la direction de chaque photon doit être inférieure à 5 GeV.

Grâce à l'application du critère d'isolation, la contribution des composantes de fragmentation au résultat total est bien inférieure à celle de la composante directe (c.f. figure 3.6). De plus cette contribution diminue à grande masse invariante diphoton. Ce phénomène est attendu, les photons émis par fragmentation n'emportent qu'une partie de l'énergie de la particule incidente, ce qui confère en moyenne à l'état final une énergie plus faible. La prédiction obtenue en utilisant PYTHIA est également illustrée sur la figure 3.6 (les triangles bleus). Ce calcul est effectué en considérant uniquement la composante directe. Le jeu de PDFs `CTEQ6L1` est utilisé, et les mêmes critères cinématiques que dans le calcul de DIPHOX sont appliqués. Enfin, un critère d'isolation est également appliqué. La prédiction de PYTHIA est inférieure à celle de DIPHOX pour les valeurs de masse invariante diphoton $m_{\gamma\gamma} < 1000$ GeV, ce qui est attendu puisque le calcul est effectué à l'ordre le plus bas et que les processus de fragmentation ne sont pas considérés. A plus grande masse invariante diphoton, les résultats de DIPHOX et PYTHIA sont sensiblement équivalents.

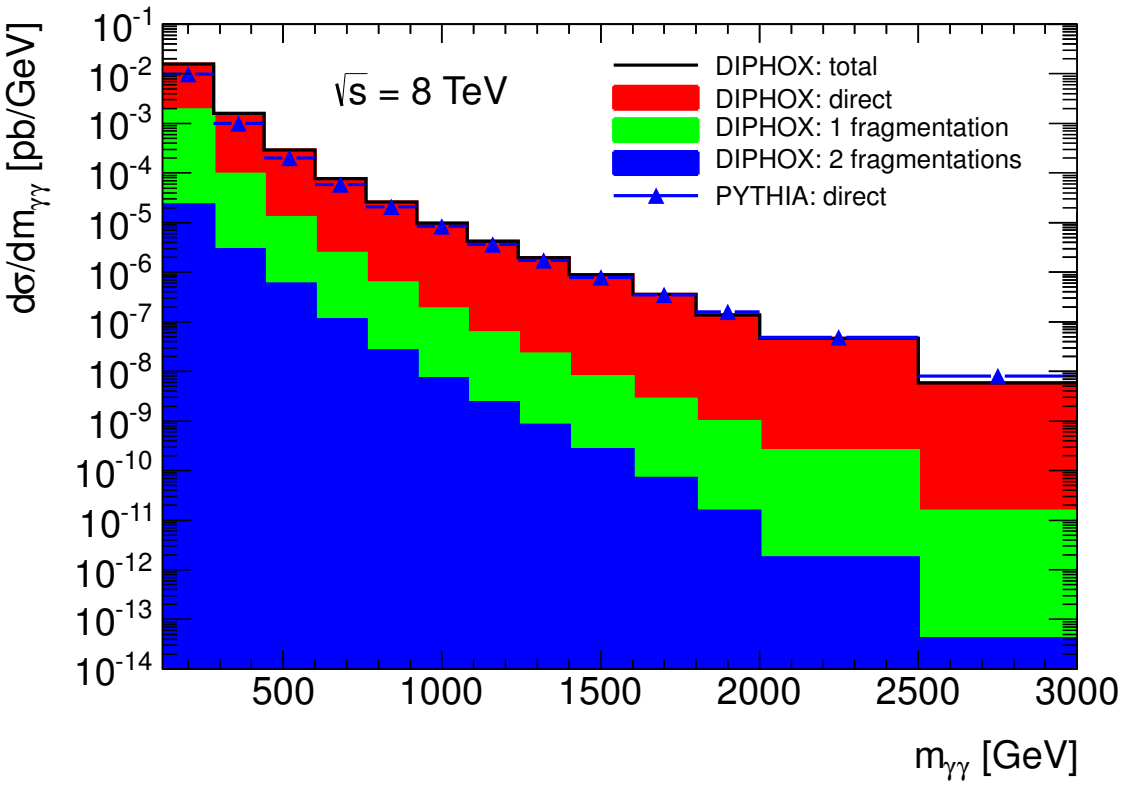
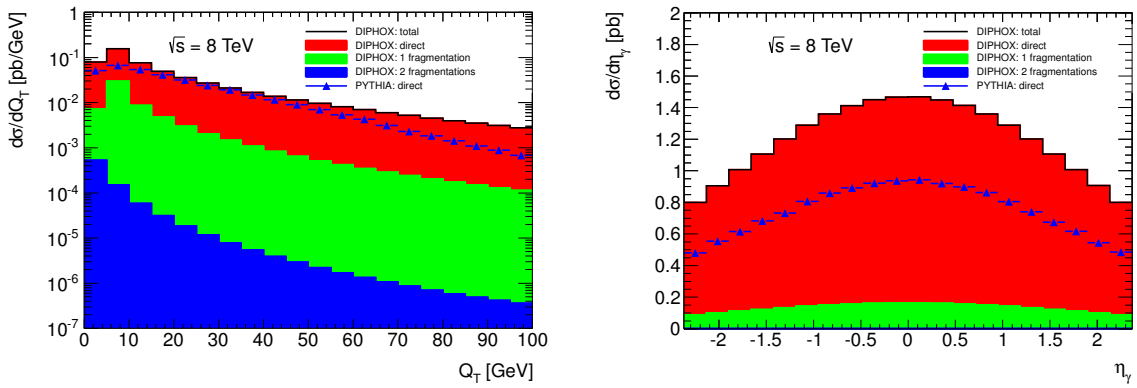


FIGURE 3.6 – Section efficace différentielle $d\sigma/dm_{\gamma\gamma}$ calculée avec DIPHOX et PYTHIA.

Les figures 3.7(a) et 3.7(b) illustrent les prédictions obtenues par DIPHOX et PYTHIA pour d'autres variables décrivant la cinématique des événements diphoton. La distribution de l'impulsion transférée dans le plan transverse à la collision (Q_T) est représentée sur la figure 3.7(a). Cette variable est une mesure du *boost* de Lorentz du système diphoton. Contrairement à la distribution de masse invariante, le générateur PYTHIA reproduit moins bien les résultats de DIPHOX. Les événements générés par PYTHIA ont un *boost* inférieur à celui prédit par DIPHOX. Il faut cependant noter que les prédictions de DIPHOX ne prennent pas en compte la radiation de gluons de basse énergie qui joue un rôle important pour les faibles valeurs de Q_T. La figure 3.7(b) illustre les prédictions de DIPHOX et PYTHIA pour la distribution de la pseudorapidité des deux photons. Cette variable est également très sensible au *boost* du système diphoton et on peut noter que les prédictions de DIPHOX ne sont pas très bien reproduites par PYTHIA.



(a) $d\sigma/dQ_t$ (b) $d\sigma/d\eta_\gamma$

FIGURE 3.7 – Sections efficaces différentielles $d\sigma/dQ_t$ et $d\sigma/d\eta_\gamma$ calculées avec DIPHOX et PYTHIA.

3.6 Incertitudes sur le calcul des processus diphoton

Le calcul des processus diphoton dans les collisions proton-proton implique de faire un certain nombre d'hypothèses. Le domaine de validité de ces hypothèses n'étant pas toujours bien connu, il en résulte un certain nombre d'incertitudes sur les prédictions théoriques. Dans cette section, nous discutons les principales sources d'incertitudes sur le calcul de la section efficace différentielle $d\sigma/dm_{\gamma\gamma}$ dans le cadre de l'étude des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 8 TeV. L'évaluation de ces incertitudes dans le contexte de l'analyse des données de collisions proton-proton à 7 TeV est décrite dans le chapitre 7.

3.6.1 Incertitudes sur les fonctions de distribution de partons

Une première source d'incertitude, présente dans toutes les prédictions de processus dans des collisionneurs hadroniques, provient de la connaissance des fonctions de distribution de partons (PDFs). Comme nous l'avons vu dans la section 3.1.2, ces PDFs sont extraites des données pour une certaine gamme de la variable de Bjorken et à des énergies spécifiques. L'extrapolation de ces résultats aux énergies du LHC et dans des domaines différents de la variable de Bjorken, nécessite d'effectuer un certain nombre d'hypothèses. Les groupes CTEQ et MSTW fournissent leurs estimations des PDFs accompagnées d'une estimation des incertitudes. Ces incertitudes sont souvent appelées vecteurs propres en référence au fait qu'elles sont associées à des combinaisons linéaires des paramètres physiques du calcul formant une base propre et non aux paramètres eux-mêmes. Ceci permet d'évaluer l'erreur totale comme une somme en quadrature des différentes erreurs puisque par définition les corrélations entre les vecteurs propres sont nulles.

Par exemple le jeu de PDF `CTEQ6.6M` comprend 44 variations, organisées par paires d'erreurs positives et négatives en 22 vecteurs propres. Le groupe de travail `PDF4LHC` [109] recommande la formule suivante pour calculer l'enveloppe des erreurs :

$$\Delta\sigma^+ = \sqrt{\sum_{i=1}^{n}\left[\max(\sigma_i^+ - \sigma_0, \sigma_i^- - \sigma_0, 0)\right]^2} \tag{3.2}$$

$$\Delta\sigma^- = \sqrt{\sum_{i=1}^{n}\left[\max(\sigma_0 - \sigma_i^+, \sigma_0 - \sigma_i^-, 0)\right]^2}, \tag{3.3}$$

avec n le nombre de paires, σ_0 la valeur nominale de la section efficace, et σ_i^+ (σ_i^-) la i^{ème} fluctuation positive (négative).

La figure 3.8 illustre l'incertitude sur $d\sigma/dm_{\gamma\gamma}$ calculée avec les erreurs associées au jeu de PDFs `CTEQ6.6M`. Les histogrammes colorés représentent les différentes composantes des calculs de $\Delta\sigma^+$ et $\Delta\sigma^-$. Tout d'abord, on peut noter que l'incertitude augmente avec $m_{\gamma\gamma}$. Ce comportement est attendu puisque pour produire un événement diphoton de haute masse invariante, la fraction d'énergie (variable x de Bjorken) emportée par un parton incident doit être très élevée. Or, il existe peu de mesures des PDFs pour de très grandes valeurs de la variable de Bjorken, leurs estimations reposent donc fortement sur l'extrapolation et les incertitudes sur ces estimations sont importantes.

D'autre part, on peut noter que pour des valeurs de $m_{\gamma\gamma} > 1000\,\text{GeV}$, l'estimation est sensible aux fluctuations statistiques. Le calcul de DIPHOX est un calcul de type Monte-Carlo, les résultats sont donc sensible à la taille de l'échantillon généré. Pour pallier ce manque de pouvoir statistique, la valeur moyenne $(\Delta\sigma^+ + \Delta\sigma^-)/2$ est prise comme enveloppe des erreurs. Elle est représentée par les points bleus sur la figure 3.8 alors que la ligne bleue représente le résultat de l'ajustement par un polynôme sur cette enveloppe.

Une seconde recommandation du groupe de travail `PDF4LHC` consiste à comparer les résultats obtenus en utilisant des jeux de PDFs venant de groupes différents. L'incertitude provenant de la comparaison entre `CTEQ6.6M` (utilisé pour le résultat nominal) et `MSTW2008NLO` est illustrée sur la figure 3.9. Cette incertitude est assez importante, entre 5 % et 10 % avec une dépendance faible sur la masse invariante diphoton.

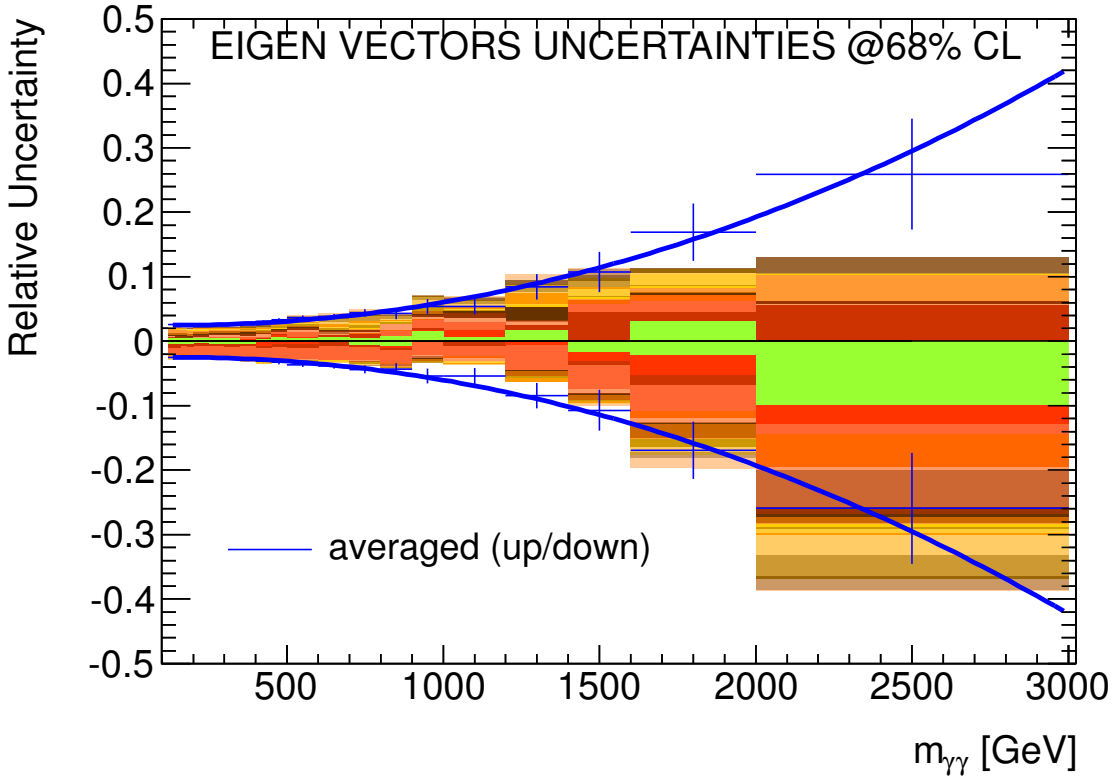


FIGURE 3.8 – Incertitudes dues aux fonctions de distribution de partons sur la section efficace différentielle $d\sigma/dm_{\gamma\gamma}$: vecteurs propres de `CTEQ6.6M`.

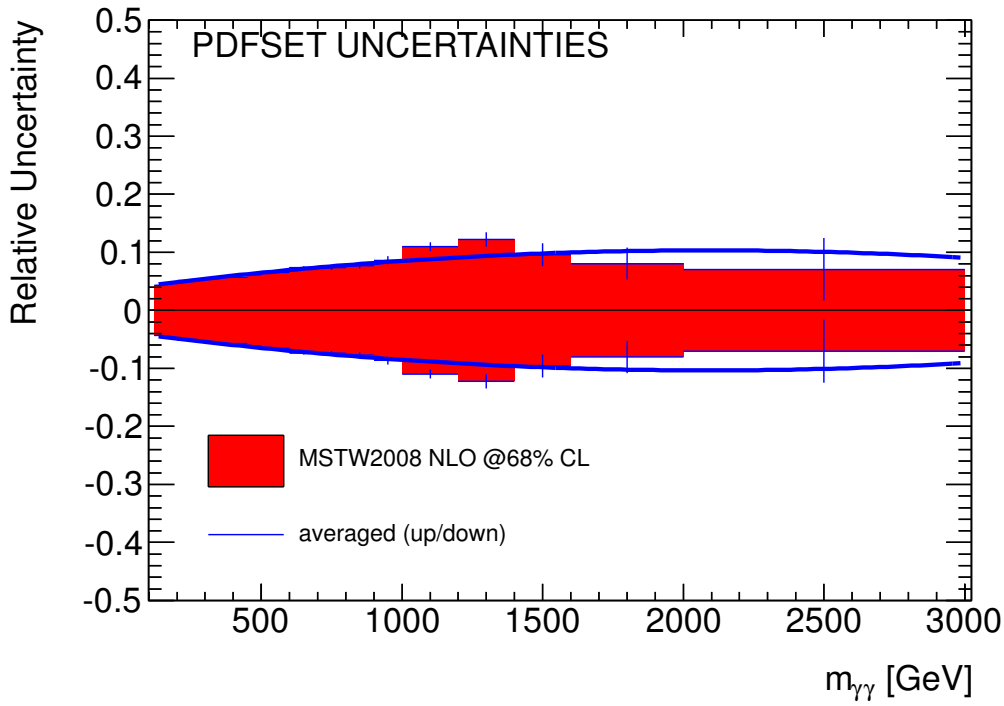


FIGURE 3.9 – Incertitudes dues aux fonctions de distribution de partons sur la section efficace différentielle $d\sigma/dm_{\gamma\gamma}$: comparaison entre `CTEQ6.6M` et `MSTW2008NLO`.

3.6.2 Incertitudes sur les échelles μ_R, μ_F et μ_f

La valeur des échelles μ_R, μ_F et μ_f a été arbitrairement choisie égale à la masse invariante diphoton. Pour déterminer l'incertitude associée à ce choix, la valeur de chacune de ces trois échelles est divisée puis multipliée par deux. Cette variation est effectuée à la fois de façon indépendante sur chaque échelle et de façon simultanée. Ceci permet de tenir compte de notre ignorance sur les corrélations entre ces trois échelles. La figure 3.10 illustre le résultat obtenu. Comme pour les vecteurs propres de `CTEQ6.6M`, l'enveloppe (les points verts sur la figure 3.10) est calculée en prenant la moyenne de l'erreur négative et positive. Ces incertitudes d'échelle sont de l'ordre de 10 % et ne dépendent pas de la masse invariante diphoton.

3.6.3 Incertitudes sur le critère d'isolation

Le critère d'isolation dans DIPHOX ne tient pas compte de tous les effets pouvant affecter cette grandeur. En effet, les programmes de calcul au niveau partonique ne prennent pas en compte les phénomènes d'empilement et d'événement sous-jacent qui ont lieu dans les collisions proton-proton du LHC et qui peuvent ainsi modifier le calcul de l'isolation. D'autre part la résolution expérimentale qui dégrade le calcul de l'isolation n'est pas non plus considérée.

La correspondance entre l'isolation calculée dans DIPHOX et l'isolation mesurée expérimentalement a été établie dans la référence [110]. Il en résulte qu'une variation de 2-3 GeV du critère d'isolation de DIPHOX permet de couvrir les différences possibles avec la réalité expérimentale. La figure 3.11 illustre l'incertitude obtenue sur $d\sigma/dm_{\gamma\gamma}$ en appliquant une variation de $^{+3}_{-2}$ GeV sur le critère d'isolation nominal de 5 GeV. Cette incertitude est assez faible, de l'ordre de 1 %, et ne dépend pas de $m_{\gamma\gamma}$.

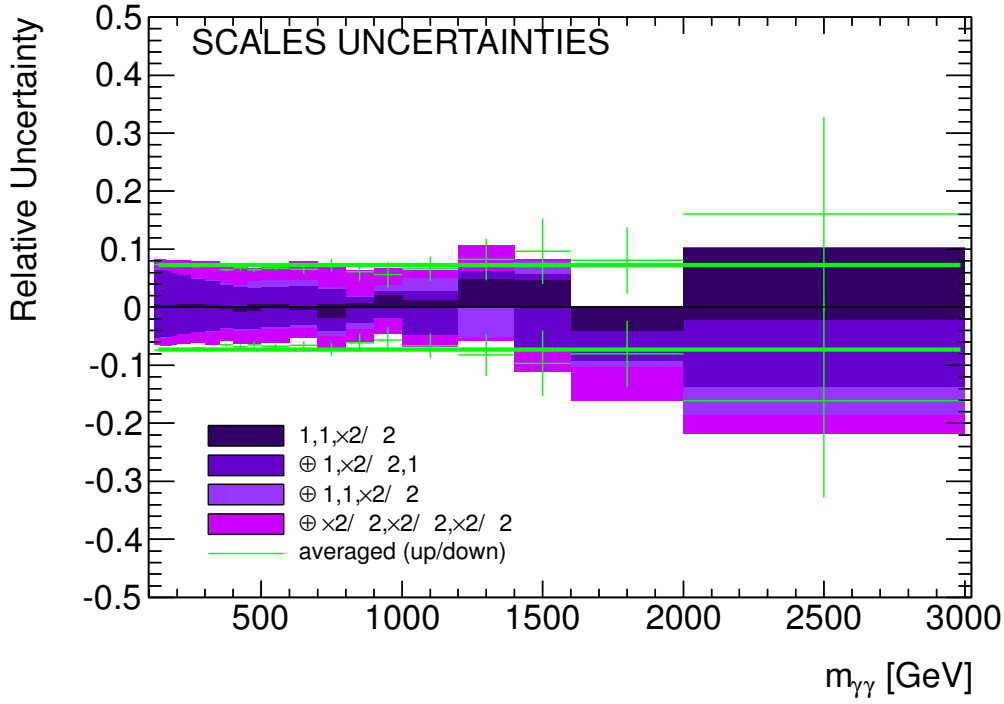


FIGURE 3.10 – Incertitudes dues aux échelles (renormalisation, factorisation et fragmentation) sur la section efficace différentielle $d\sigma/dm_{\gamma\gamma}$.

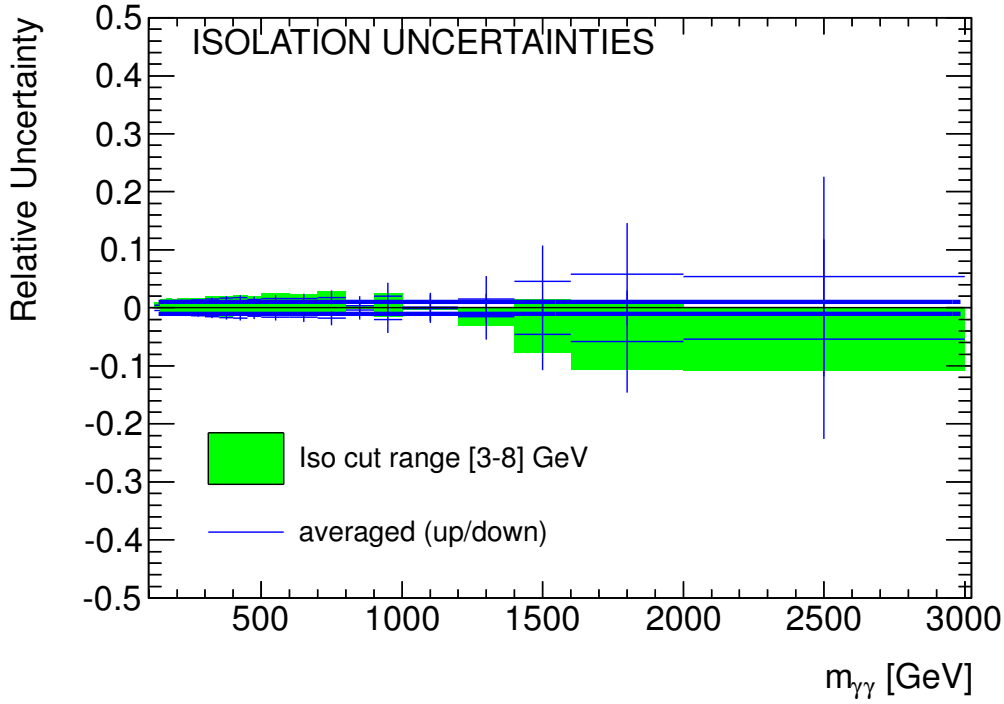


FIGURE 3.11 – Incertitudes dues au critère d'isolation sur la section efficace différentielle $d\sigma/dm_{\gamma\gamma}$.

3.6.4 Incertitude totale

La figure 3.12 illustre la somme en quadrature de toutes les incertitudes discutées dans les paragraphes précédents en fonction de la masse invariante diphoton. Cette incertitude est assez importante, allant de 10 % à 40 %, avec une forte dépendance sur la masse invariante diphoton liée aux PDFs.

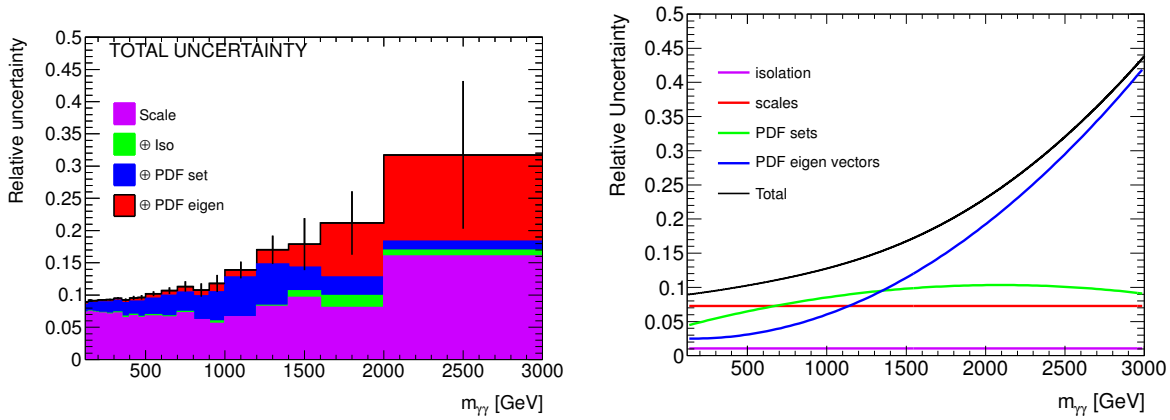


FIGURE 3.12 – Incertitude totale sur la section efficace différentielle $d\sigma/dm_{\gamma\gamma}$. La figure de gauche représente la somme en quadrature des incertitudes échantillonnées et la figure de droite illustre la somme en quadrature des ajustements de chaque incertitude. Cet ajustement permet de lisser l'évolution de l'incertitude en fonction de $m_{\gamma\gamma}$.

3.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons vu les différentes étapes qui composent le calcul d'un processus physique au LHC. Nous avons ensuite abordé un exemple de calcul d'un tel processus avec la production d'événements diphoton par interaction forte. Les prédictions du générateur PYTHIA et du programme de calcul partonique DIPHOX ont été présentées et comparées. Nous avons vu que les prédictions de PYTHIA pour la section efficace $d\sigma/dm_{\gamma\gamma}$ étaient en bon accord avec DIPHOX pour $m_{\gamma\gamma} > 1000\,\text{GeV}$. Pour modéliser la masse invariante diphoton à des valeurs inférieures ainsi que d'autres variables cinématiques du système diphoton, les prédictions de PYTHIA devront être repondérées pour reproduire les résultats de DIPHOX. Enfin, dans la dernière partie de ce chapitre, nous avons discuté les différentes incertitudes affectant les prédictions de $d\sigma/dm_{\gamma\gamma}$. Ces incertitudes sont utilisées dans l'analyse des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 8 TeV(c.f. chapitre 9). Les incertitudes utilisées dans le cadre de l'analyse des données de collisions avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV sont présentées dans le chapitre 7. Une mesure du taux de production d'événements diphoton a été effectuée par l'expérience ATLAS [111]. La section efficace différentielle a été mesurée en fonction de plusieurs variables cinématiques et comparée aux prédictions des différents outils décrits dans ce chapitre.

Deuxième partie

Dispositif expérimental et qualité des données

4
ATLAS et le LHC

Sommaire

4.1 Accélérateur LHC **55**
4.1.1 Généralités 55
4.1.2 Prises de données de collisions proton-proton entre 2010 et 2012 57
4.2 Détecteur ATLAS **60**
4.2.1 Description générale 60
4.2.2 Système de coordonnées 60
4.2.3 Détecteur interne 61
4.2.4 Calorimètres 65
4.2.5 Spectromètre à muons 68
4.2.6 Système de déclenchement 69

4.1 Accélérateur LHC

4.1.1 Généralités

Le LHC (Large Hadron Collider) [112] est un accélérateur circulaire de hadrons situé dans les environs de Genève. Il constitue le dernier élément de la chaîne d'accélérateurs du CERN (Centre Européen pour la Recherche Nucléaire) et est installé dans le tunnel de 26.7 km qui a été construit entre 1984 et 1989 pour l'accélérateur LEP (Large Electron Positron).

La chaîne d'accélérateurs est illustrée sur la figure 4.1. Les faisceaux sont pré-accélérés dans le complexe d'accélérateurs : Linac2 - PSB (Proton Synchroton Booster) - PS (Proton Synchroton) - SPS (Super Proton Synchroton) où ils atteignent une énergie de 450 GeV. Finalement les faisceaux sont injectés dans le LHC où ils atteignent leurs énergies finales avant collision.

Il y a six expériences installées sur l'anneau du LHC :

— les deux expériences ATLAS [113] et CMS [114] sont des expériences généralistes. Elles reposent sur des détecteurs permettant un programme de recherche vaste et sont conçues pour collecter une très grande quantité de données de collisions ;

— l'expérience LHCb [115] est consacrée à l'étude de la physique des saveurs lourdes via les produits de désintégrations des mésons B ;

— l'expérience ALICE [116] est conçue pour étudier les collisions d'ions lourds (noyaux de plomb ionisés). L'objectif est de confirmer l'existence du plasma quark-gluons et d'en mesurer les propriétés ;
— l'expérience LHCf [117] détecte les particules à très faible angles (très proches de la direction du faisceau) dans le but de simuler des rayons cosmiques dans des conditions de laboratoire. Le détecteur est constitué de deux calorimètres situés à environ 140 m de chaque côté du détecteur ATLAS. Il est conçu pour récolter des données durant la phase de mise en service du LHC pendant laquelle la luminosité instantanée ne dépasse pas $10^{30}\,\mathrm{cm}^{-2}s^{-1}$;
— l'expérience TOTEM [118] mesure la section efficace totale d'interaction proton-proton et étudie les processus diffractifs. Le détecteur est composé de trois sous détecteurs disposés autour du détecteur CMS. Il récolte des données en même temps que l'expérience CMS et peut fournir une mesure de la luminosité.

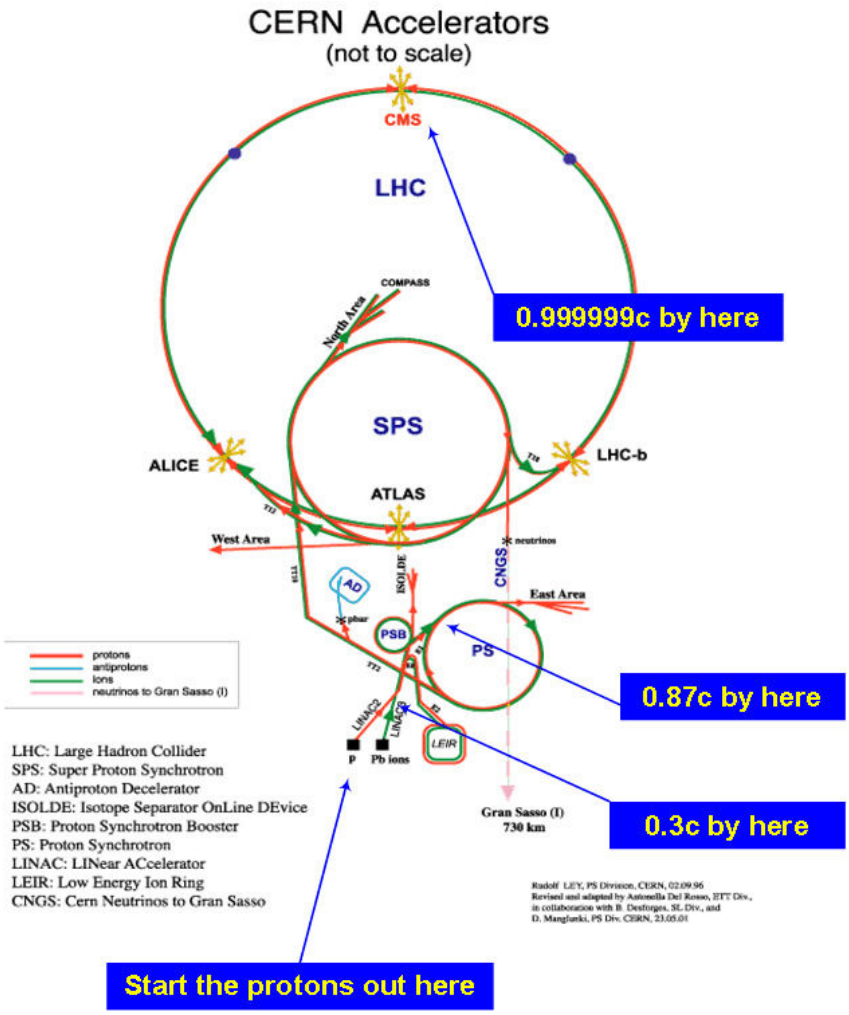


FIGURE 4.1 – Complexe d'accélérateurs du CERN. Les protons sont injectés dans le Linac2 où ils atteignent une vitesse de $0.3\,c$, puis ils sont accélérés dans le PSB puis le PS jusqu'à une vitesse de $0.87\,c$ et sont injectés dans le SPS. Finalement, ils atteignent une vitesse de $0.999999\,c$ dans le LHC.

Les premières collisions proton-proton effectuées dans le LHC ont été enregistrées à la fin de l'année 2009. L'énergie dans le centre de masse proton-proton est alors de 900 GeV. Pendant les trois années qui ont suivi (jusqu'à mars 2013), le LHC a effectué des collisions de protons et d'atomes de plomb ionisés à différentes énergies dans le centre de masse allant de 2.76 TeV à 8 TeV. En ce qui concerne les collisions proton-proton, on peut distinguer trois grandes périodes correspondant aux prises de données de 2010, 2011 et 2012. En 2010 et 2011, l'énergie dans le centre de masse proton-proton était de 7 TeV alors qu'en 2012, elle était de 8 TeV.

4.1.2 Prises de données de collisions proton-proton entre 2010 et 2012

Les faisceaux du LHC ont une structure bien définie. Des paquets (*bunches*) de protons (10^{11} en fonctionnement nominal) circulent sous la forme de trains. Dans chaque train, les paquets sont espacés entre eux d'un intervalle de temps très faible (25 ns dans le cas nominal). En fonctionnement, chaque paquet est affecté d'un numéro (BCID) qui identifie exactement sa position dans le faisceau. La luminosité instantanée L_0 a évolué au cours des trois années en fonction de la taille des paquets, ainsi que de leur nombre dans le faisceau. Dans la figure 4.2 le nombre de paquets injectés au début de la période de prise de données (*run*) est représenté en fonction du temps. En fonctionnement nominal, le LHC pourrait contenir 2808 paquets espacés de 25 ns les uns des autres. Durant la prise de données de 2011 et 2012, l'espacement entre les paquets était de 50 ns. Dans cette configuration, le LHC peut contenir jusqu'à 1404 paquets. Un maximum de 1380 paquets a été atteint dans la majorité des *runs* de 2011 et 2012.

L'évolution du pic de luminosité instantanée au début de chaque période de prise de données en fonction du temps est représentée sur la figure 4.3. Le pic de luminosité atteint en 2012 était de $7.7 \times 10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ce qui est proche de la valeur nominale de $10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Le nombre de protons par paquet a atteint $\approx 1.5 \times 10^{11}$ dépassant les prévisions nominales. Au cours d'une période de prise de données, le nombre de protons par paquet diminue entrainant une diminution de la luminosité instantanée. Lorsque celle-ci devient trop faible, le faisceau est détruit (*beam dump*) et une nouvelle prise de données commence après injection de nouveaux faisceaux dans l'accélérateur.

Grâce à ces très bonnes performances, les expériences ont pu recueillir une quantité importante de données. Plus spécifiquement, le détecteur ATLAS a récolté environ 45 pb^{-1} en 2010, 5 fb^{-1} en 2011 et 22 fb^{-1} en 2012 de données de collisions proton-proton.

La luminosité instantanée est un paramètre très important pour les analyses de physique. Dans ATLAS, elle est mesurée pour chaque croisement de faisceaux (BCID) avec différents détecteurs tels que LUCID (LUminosity using Cerenkov Integrating Detector) et BCM (Beam Condition Monitor) [119]. La luminosité instantanée (L) d'un collisionneur proton-proton peut s'écrire en fonction du taux de collisions inélastiques (R_{inel}) et de la section efficace des processus inélastiques σ_{inel} :

$$L = \frac{R_{inel}}{\sigma_{inel}}. \tag{4.1}$$

Le LHC étant un anneau de stockage comportant n_b paires de paquets de faisceaux circulant avec une fréquence de révolution f_r, l'équation 4.1 peut se réécrire selon l'équation suivante :

$$L = \frac{\mu \cdot n_b \cdot f_r}{\sigma_{inel}}, \tag{4.2}$$

avec μ le nombre moyen d'interactions inélastiques par croisement de faisceaux.

ATLAS contrôle la luminosité instantanée en mesurant le taux d'interactions par croisement de faisceaux μ_{vis} avec plusieurs détecteurs. La luminosité instantanée peut alors être formulée selon l'équation suivante :

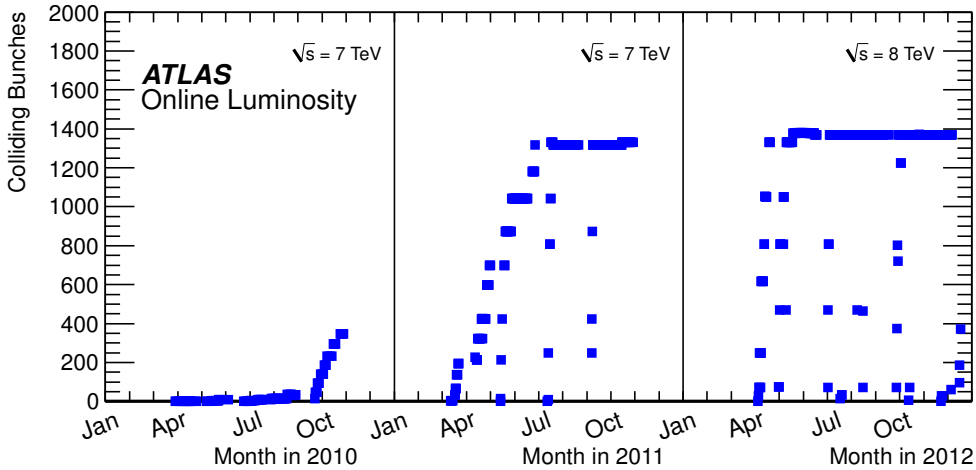


FIGURE 4.2 – Nombre de paquets de protons injectés dans le LHC en fonction de la période de prise de données.

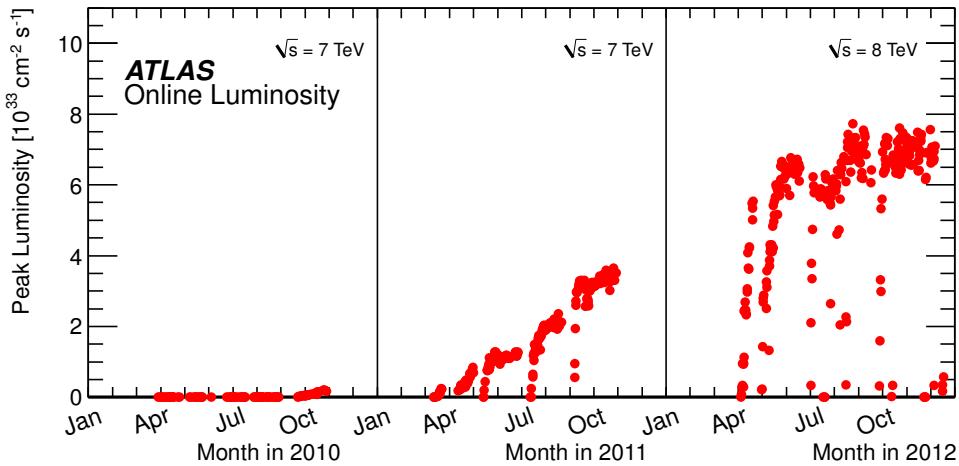


FIGURE 4.3 – Pic de luminosité instantanée en fonction du temps.

$$L = \frac{\mu_{vis} \cdot n_b \cdot f_r}{\sigma_{vis}}, \tag{4.3}$$

avec $\sigma_{vis} = \epsilon \cdot \sigma_{inel}$, la section efficace totale d'interaction inélastique multipliée par l'efficacité ϵ du détecteur utilisé pour la mesure. De même $\mu_{vis} = \epsilon \cdot \mu$. Finalement la luminosité par croisement de faisceaux L_{BCID} est définie comme :

$$L_{BCID} = \frac{L}{n_b}. \tag{4.4}$$

Pour évaluer la luminosité à chaque croisement de faisceaux, il faut donc mesurer σ_{vis} et μ_{vis}. La mesure de σ_{vis} est effectuée dans des prises de données spécifiques, nommée « *scan* de van der Meer ». La luminosité peut être directement inférée à partir de mesures directes des paramètres du faisceau tels que la population des paquets de chaque faisceau ou encore les

largeurs horizontales et verticales du faisceau. Cette mesure est effectuée plusieurs fois par an afin d'avoir un bon contrôle des variations des paramètres des faisceaux au cours de l'année.

L'évaluation de μ_{vis} et donc de la luminosité est effectuée pour chacun des n_b croisement de faisceaux sur un intervalle de temps d'environ 1 minute, nommé *LumiBlock*. Le principe de la mesure, détaillé dans les références [119, 120], revient à compter un nombre d'événements N passant certains critères de sélection dans chaque *LumiBlock*. Le rapport entre N et le nombre de croisements de faisceaux N_{BC} dans l'intervalle de temps considéré obéit à une distribution poissonienne de paramètre μ_{vis}. Lorsque le nombre d'interactions par croisement de faisceaux devient trop grand ($\mu_{vis} >> 1$), le comptage d'événements doit être remplacé par un comptage de coups dans plusieurs canaux de détection. Par cette méthode, on peut donc évaluer une interaction moyenne par croisement de faisceaux (notée $< \mu >$) qui correspond à une moyenne pondérée de μ_{vis} par la luminosité instantanée sur la durée d'un *LumiBlock*. La figure 4.4 illustre la distibution de $< \mu >$ dans les données de 2011 et de 2012.

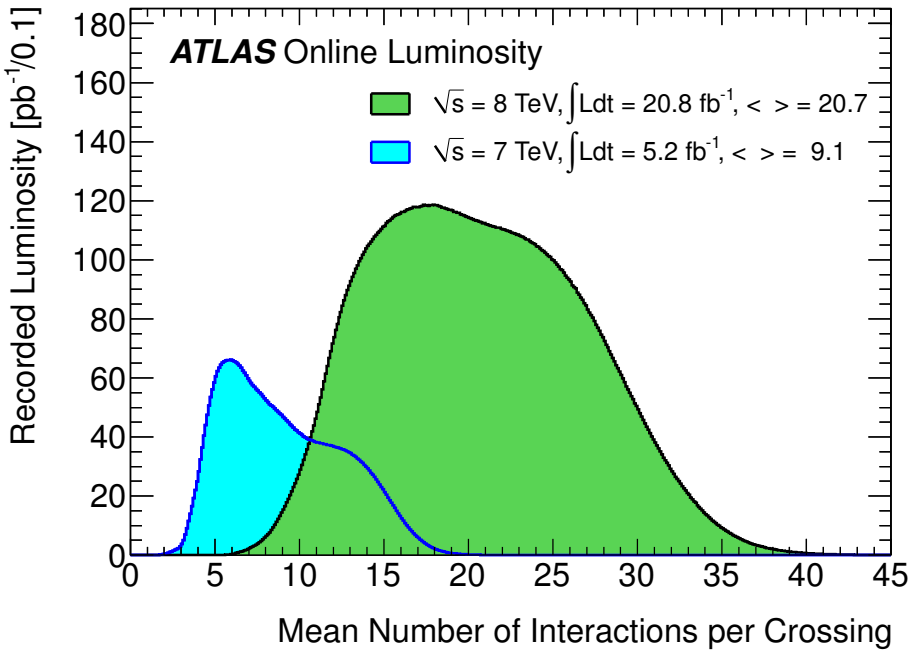


FIGURE 4.4 – Distribution du nombre moyen d'interactions par croisement de faiceaux dans les données récoltées en 2011 et 2012.

La valeur moyenne de la distribution de $< \mu >$ a augmenté d'un facteur deux entre 2011 et 2012. Ceci est principalement dû au changement de conditions dans la prise de données : l'espacement entre les paquets était de 75 ns au début de la prise de données de 2011 et il est ensuite passé à 50 ns alors que la taille des paquets injectés est restée sensiblement la même. On peut également relier cette augmentation avec celle de la luminosité instantanée en début de chaque *run* (c.f. figure 4.3). Le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux $< \mu >$ (*Mean Number of Interactions per Crossing*) fournit une estimation de l'empilement d'événements dans le détecteur. A chaque croisement de faisceaux, plusieurs interactions proton-proton peuvent avoir lieu, on appelle ce phénomène l'empilement en temps (*in-time pileup*). D'autre part, l'espacement entre les paquets étant très faible, la réponse du détecteur peut être influencée par des effets résiduels des croisements de faisceaux précédents, cet effet est appelé empilement hors temps (*out-of-time pileup*). Le nombre moyen d'interactions par croisement de

faisceaux $< \mu >$ est calculé comme une moyenne sur un intervalle en temps, il fournit donc une estimation des deux effets combinés.

4.2 Détecteur ATLAS

4.2.1 Description générale

Le détecteur ATLAS est illustré sur la figure 4.5. Il mesure 44 mètres de long et 25 mètres de haut pour un poids de 7000 tonnes. En partant du centre (au plus proche du point d'interaction des faisceaux) jusqu'à l'extérieur, il est constitué d' :

— un détecteur interne qui permet la reconstruction des traces des particules chargées. Il peut ainsi fournir une mesure de leurs impulsions et permettre de déterminer les vertex. Il contribue à l'identification des électrons et fournit des informations essentielles pour l'étude des photons convertis ;

— un calorimètre électromagnétique constitué d'une alternance d'argon liquide et de plomb. Il permet la mesure de l'énergie des électrons et des photons ainsi que d'une partie de l'énergie des hadrons ;

— un calorimètre hadronique constitué d'une alternance de tuiles scintillantes et d'acier dans la partie centrale du détecteurs et d'une alternance d'argon liquide et de cuivre dans les autres régions. Son rôle est de fournir une mesure des jets de particules. Combiné avec le calorimètre électromagnétique, il fournit une information cruciale pour l'estimation de l'énergie transverse manquante ;

— un calorimètre avant constitué d'une alternance tungstène et d'argon liquide ou d'une alternance de cuivre et d'argon liquide ;

— un spectromètre dédié à la détection des muons.

Ces différents éléments sont développés par la suite. Nous nous attarderons plus longuement sur le détecteur interne et sur les calorimètres qui sont les détecteurs principaux dans l'étude des photons. Une description détaillée du détecteur ATLAS est disponible dans la référence [113].

4.2.2 Système de coordonnées

L'origine du système de coordonnées est défini par le point d'interaction nominal des collisions proton-proton. La direction des faisceaux définit l'axe z. Le sens de cet axe correspond au sens d'un mouvement anti-horaire le long de l'anneau du LHC. Le coté A du détecteur correspond aux valeurs positives de z alors que le coté C correspond aux valeurs négatives. Le plan $x - y$ est défini comme le plan transverse à l'axe z avec l'axe x pointant vers le centre de l'anneau et l'axe y pointant vers la surface. L'angle azimutal ϕ est défini autour de l'axe z et l'angle polaire θ est défini par rapport à l'axe z. La rapidité y d'une particule est calculée en utilisant la formule suivante :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left[\frac{E + p_z}{E - p_z} \right], \tag{4.5}$$

avec E et p_z l'énergie et la composante z de l'impulsion de la particule respectivement. Cette grandeur est particulièrement intéressante lors de l'étude de réactions inclusives où l'on se concentre uniquement sur une fraction des particules de l'état final (une ou deux typiquement). Elle est directement reliée à l'angle polaire θ. Cependant, contrairement à une distribution angulaire « classique », la forme de la distribution de la rapidité se conserve par une transformation de Lorentz (*boost*), la distribution est simplement translatée. Dans la limite d'une particule voyageant à la vitesse de la lumière, la rapidité peut être remplacée par la pseudorapidité η qui

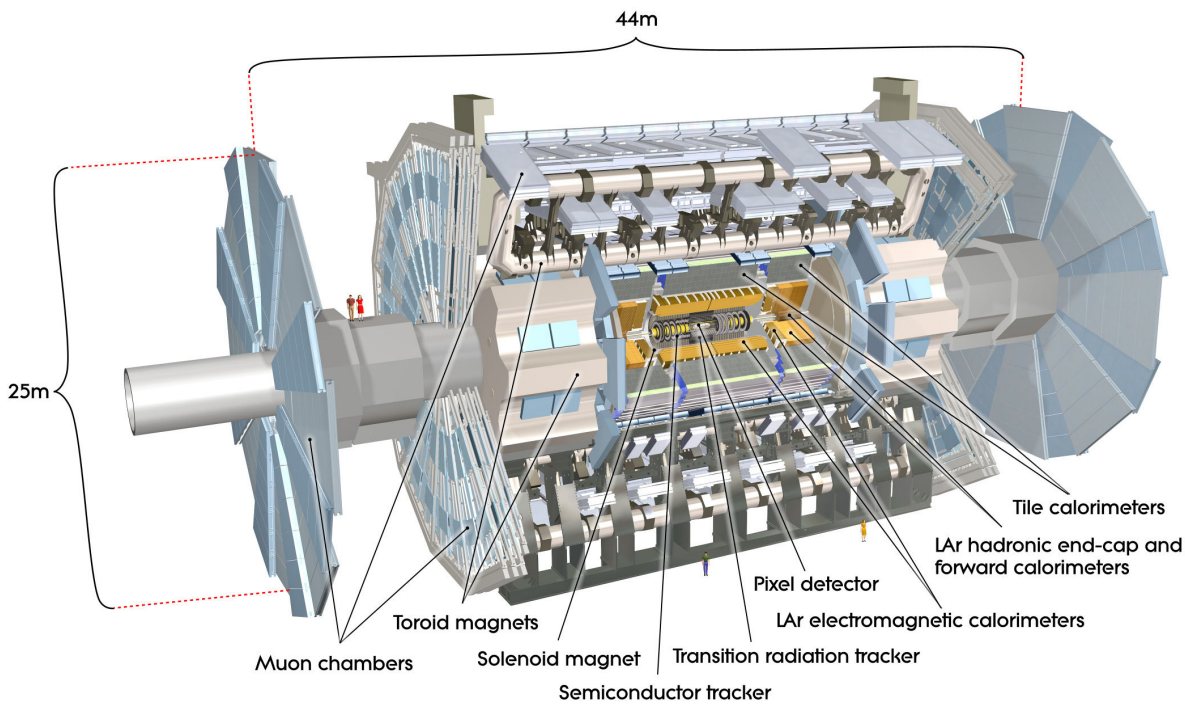


FIGURE 4.5 – Vue en coupe du détecteur ATLAS [113].

possède une relation directe avec l'angle polaire θ :

$$\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right]. \tag{4.6}$$

Une pseudorapidité $\eta = 0$ correspond à un angle polaire de 90°. La particule est émise de façon orthogonale à l'axe du faisceau. Une pseudorapidité $\eta \to \infty$ correspond à $\theta \to 0°$, c'est à dire dans la direction du faisceau.

4.2.3 Détecteur interne

Pour mener à bien le programme de physique prévu avec le détecteur ATLAS, il est nécessaire d'obtenir une mesure précise de l'impulsion des particules chargées ainsi qu'une bonne résolution sur la position des vertex primaires et secondaires. Ceci est rendu possible par la fine granularité des détecteurs à pixels et à micropistes de silicium (SCT) qui sont utilisés en association avec les tubes à dérive du détecteur de transition de radiation (TRT). Une vue générale du détecteur interne est fournie par la figure 4.6. Celui-ci est immergé dans un champ magnétique de 2 T généré par le solénoïde central.

La reconstruction des traces est effectuée par une mesure combinée dans les trois sous-détecteurs pour des particules chargées dont la pseudorapidité η vérifie $|\eta| < 2.5$. La résolution attendue sur la mesure de l'impulsion transverse (p_T) d'une particule est donnée par la formule suivante :

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 0.05\% p_T \oplus 1\% \,\mathrm{GeV} \tag{4.7}$$

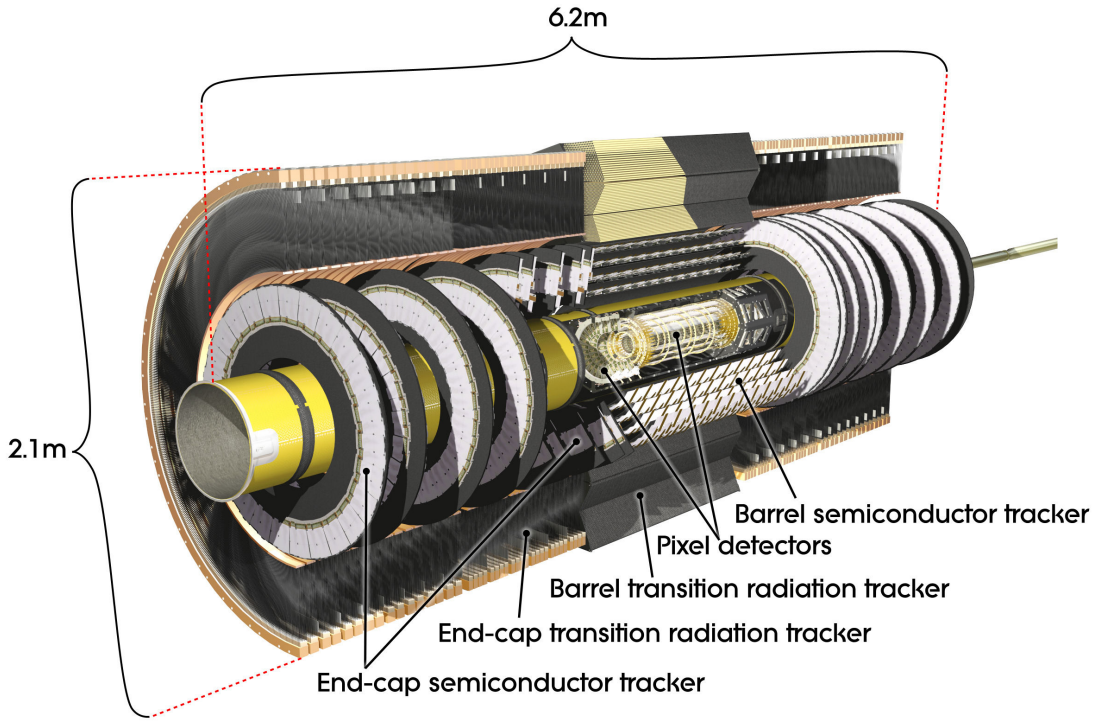


FIGURE 4.6 – Vue en coupe du détecteur interne d'ATLAS [113].

Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels de silicium permet de mesurer avec précision les traces à proximité du point d'interaction. Dans la partie centrale (tonneau), il est constitué de trois couches cylindriques situées à des distances de 50.5, 88.5 et 122.5 mm de l'axe du faisceau. La première couche, nommée *B-layer*, est cruciale dans l'identification des mésons B. Elle permet aussi d'effectuer une discrimination entre les électrons qui sont généralement détectés dans la permière couche et les photons convertis qui ne laissent en général pas de trace dans cette couche. Dans chaque bouchon, il y a trois disques perpendiculaires à l'axe du faisceau situés à des distances $z = \pm 495, \pm 580, \pm 650$ mm. Leur rayon interne est de 88.8 mm et leur rayon externe de 149.6 mm, ce qui permet d'étendre la couverture jusqu'à $|\eta| < 2.5$. Le détecteur à pixels est constitué de 1744 modules reposant sur une structure en carbone. Chaque module est composé de 47232 pixels parmi lesquels seuls 46080 sont lus. Au total, le détecteur possède plus de 80 millions de pixels pouvant être lus. La structure en carbone permet également l'acheminement du liquide de refroidissement nécessaire pour dissiper la chaleur produite par l'électronique de lecture.

La taille nominale d'un pixel est de $50 \times 400\,\mu\text{m}^2$ dans le plan $(R\phi) \times z$. La résolution (*hit resolution*) nominale est de $10\,\mu$m dans la direction $R\phi$ et de $115\,\mu$m dans la direction z (R) pour le tonneau (les bouchons).

Le détecteur à micro-pistes de silicium

Le détecteur à micro-pistes de silicium (SCT) est également un détecteur de trace de précision. Il est constitué de 4088 modules répartis en quatre couches cylindriques dans le tonneau et neuf disques dans chaque bouchon. Comme le détecteur à pixels, il couvre une région angulaire définie par $|\eta| < 2.5$. Ces modules couvrent une surface totale de $63\,\text{m}^2$ de façon quasiment

hermétique. Le SCT fournit au moins quatre points de mesure dans toute la région couverte ($|\eta| < 2.5$). Chaque module est constitué de deux plans de capteurs dos-à-dos et possède un total de 2×768 pistes actives. Au total, on comptabilise environ 6.3 millions de pistes de lecture électronique. La résolution (*hit resolution*) nominale est de $17\,\mu$m dans la direction $R\phi$ et de $580\,\mu$m dans la direction z (R) dans le tonneau (les bouchons).

Le détecteur à transition de radiation

Le détecteur à transition de radiation (TRT) contient 73 couches de tubes à dérive dans la partie tonneau et 160 dans la partie bouchon. La couverture angulaire correspond à $|\eta| < 2.0$. Dans le tonneau, les tubes de 144 cm sont installés de façon parallèle à l'axe du faisceau. Dans les bouchons, les tubes sont agencés en roue orthogonalement à l'axe du faisceau. Les tubes à dérive, d'un diamètre de 4 mm, sont remplis d'un mélange gazeux : 70 % de Xénon, 27 % de Dioxyde de Carbone et 3 % de Dioxygène. Au centre de chaque tube se trouve un fil en tungstène recouvert d'une fine couche d'or. Son diamètre est de $30\,\mu$m. Enfin, les tubes sont entourés de fibre de polypropylène qui jouent le rôle de radiateur. Les particules chargées traversent ainsi deux matériaux de constantes diélectriques différentes et émettent un rayonnement de transition (photons de quelques keV) qui est absorbé par le mélange gazeux dans les tubes, produisant ainsi des électrons d'ionisation qui sont détectés par l'anode. Toutes les particules chargées avec une impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV et une pseudorapidité satisfaisant $|\eta| < 2.0$, traversent au moins 36 tubes, sauf dans les régions de transition entre le tonneau et chaque bouchon ($0.8 < |\eta| < 1.0$) où le nombre de tubes traversés diminue jusqu'à 22. En moyenne, un électron d'impulsion transverse supérieure à 2 GeV initie un rayonnement au dessus du seuil enregistrable dans 8 à 10 tubes à dérive.

Puisqu'il s'agit de tube à dérive, le TRT fournit une information incomplète sur la position de la trace. Dans le tonneau, on peut connaitre les coordonnées R et ϕ et pas la composante z alors que dans les bouchons, on mesure ϕ et z et pas R.

4.2.3.1 Quantité de matière

La figure 4.7 illustre la quantité de matière du détecteur interne exprimée en longueur de radiation X_0 en fonction de $|\eta|$. La distribution est moyennée sur la distribution azimutale.

Cette longueur de radiation X_0 se définit comme la distance moyenne que doit parcourir un électron pour perdre la fraction $f = 1 - \frac{1}{e}$ de son énergie par des processus « Bremsstrahlung ». Elle s'exprime en général en g.cm^{-2} et dépend du numéro atomique Z et du nombre de masse A du matériau considéré. Une bonne connaissance de la matière traversée est cruciale pour simuler la perte en énergie des électrons ou des photons convertis. Elle joue également un rôle important dans l'estimation du nombre de conversions. Sur la figure 4.7, on note que la plus grande quantité de matière se trouve vers $|\eta| \lesssim 1.7$. Ces deux régions sont des régions de transition entre le tonneau et chaque bouchon (souvent nommées *cracks*). Elles sont utilisées pour effectuer les connections des systèmes de refroidissement et pour acheminer les différents services nécessaires au fonctionnement du SCT et du TRT. Une seconde région avec beaucoup de matière est observée à $|\eta| \gtrsim 2.7$; elle est due aux différents services dédiés au détecteur à pixels.

En reconstruisant les vertex de conversions de photons issus de la désintégration d'un π^0 ou d'un η, on peut obtenir une description détaillée de la matière présente dans le détecteur interne. Cette représentation est illustrée sur la figure 4.8, où l'on distingue différents sous détecteurs du détecteur interne.

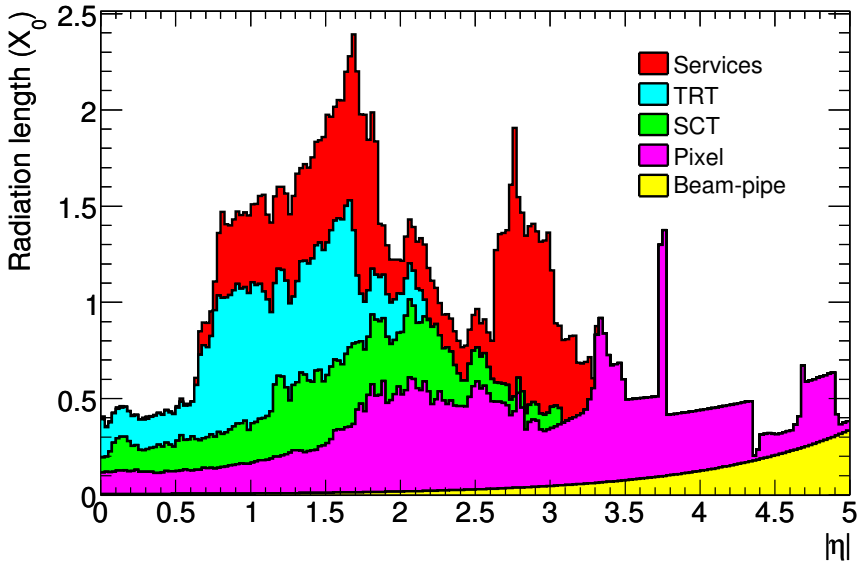


FIGURE 4.7 – Longueur de radiation en fonction de $|\eta|$ à la sortie du détecteur interne [113].

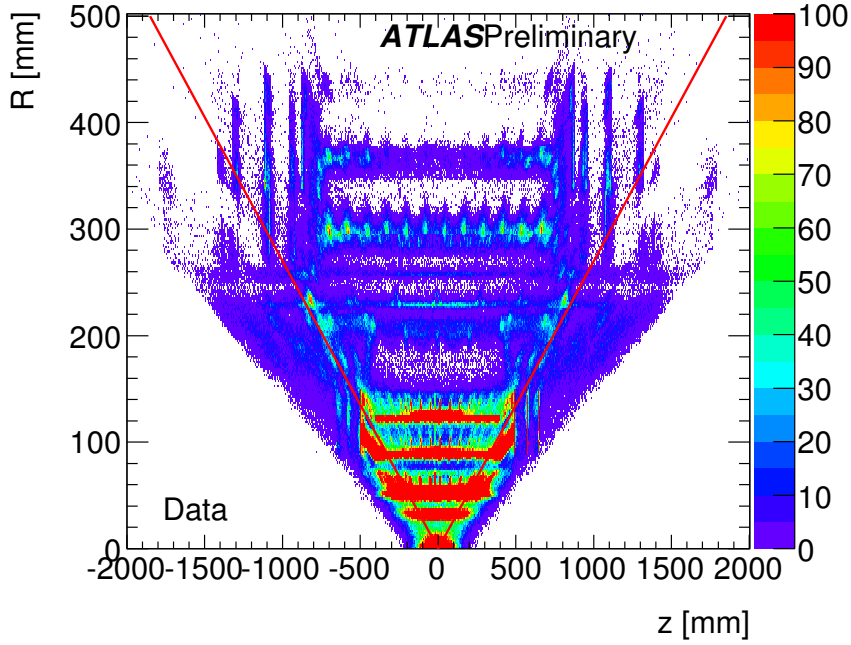


FIGURE 4.8 – Distribution des photons convertis reconstruits dans les données en fonction du rayon et de la position longitudinale du vertex de conversion reconstruit. Les lignes rouges continues délimitent la frontière en pseudorapidité $|\eta| = 2$ à partir de laquelle le TRT ne contribue plus à la reconstruction des traces. Les trois couches du détecteur de pixels situées dans le tonneau, ainsi que les deux premières couches des bouchons sont visible. Quelques uns des disques du détecteur de silicium sont également identifiables sur la figure.

4.2.4 Calorimètres

Une vue en coupe des calorimètres du détecteur ATLAS est présentée sur la figure 4.9. Ces calorimètres couvrent une région en pseudorapidité définie par $|\eta| < 4.9$. Dans la région en pseudorapidité couverte par le détecteur interne, le calorimètre électromagnétique possède une fine granularité qui lui permet de mesurer précisément les gerbes déposées par les électrons et les photons. Le reste des calorimètres possède une granularité plus grossière toutefois suffisante pour reconstruire les jets de particules et mesurer l'énergie transverse manquante avec une précision satisfaisante.

Pour une mesure précise de l'énergie des particules incidentes, les gerbes doivent être contenues dans le système calorimétrique. Aussi, une fuite trop importante des jets de particules en dehors des calorimètres dégrade de façon importante les performances du détecteur de muons. L'épaisseur totale du calorimètre électromagnétique est supérieure à $22\,X_0$ dans le tonneau et $24\,X_0$ dans les bouchons. L'épaisseur totale du système calorimétrique est de 11 longueurs d'interaction à $\eta = 0$, ce qui est suffisant pour réduire efficacement le bruit dans le détecteur de muons. Cette épaisseur et la très grande couverture en pseudorapidité assurent également une bonne mesure de l'énergie transverse manquante.

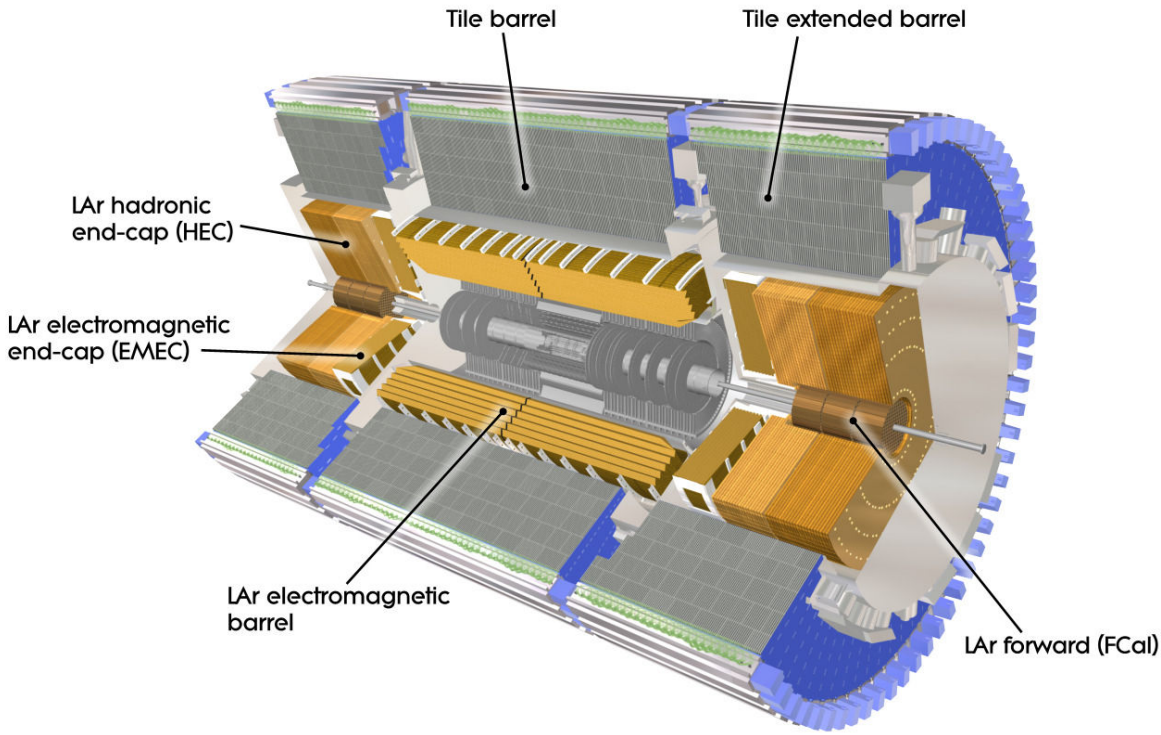


FIGURE 4.9 – Vue en coupe du sytème calorimétrique d'ATLAS [113].

4.2.4.1 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est constitué d'une partie centrale (tonneau) définie par $0 < |\eta| < 1.475$ entourée par deux bouchons ($1.375 < |\eta| < 3.2$). Le tonneau (EMB) est un assemblage de deux demi-tonneaux avec un écart de 4 mm à $z = 0$. Celui-ci ainsi que le solénoïde central (qui fournit le champ magnétique de 2 T nécessaire au fonctionnement

du détecteur interne) sont contenus dans le cryostat central ($0 < |\eta| < 1.7$). Chaque bouchon du système calorimétrique est formé d'un assemblage de calorimètres (bouchon du calorimètre électromagnétique, bouchon du calorimètre hadronique et calorimètre avant) et est également plongé dans un cryostat.

Le calorimètre électromagnétique est un calorimètre à échantillonnage. Son absorbeur est en plomb et son milieu actif est de l'argon liquide. Des électrodes en kapton sont situées au milieu de l'argon liquide entre chaque couche de plomb. Elles sont alimentées par un potentiel important de 2 kV. Lorsqu'un électron ou un photon de haute énergie traverse le calorimètre électromagnétique, une cascade d'émissions « Bremsstrahlung » et de création de paires a lieu dans l'absorbeur. Les électrons de basse énergie ainsi créés ionisent les atomes d'argon liquide. Sous l'effet du potentiel, ces électrons dérivent avec un temps typique de 400 ns. Ceci est relativement long comparé à l'espacement entre les paquets de protons dans le LHC (75 et 50 ns en 2011 et 50 ns en 2012). La solution retenue pour mesurer l'énergie consiste à intégrer une fraction de la charge totale dans un intervalle de 40-50 ns après la collision au prix d'une dégradation du signal à cause d'un bruit électronique important.

La spécificité du calorimètre électromagnétique d'ATLAS est sa géométrie en forme d'accordéon. La figure 4.10 fournit une représentation schématique d'un module du tonneau du calorimètre électromagnétique. La géométrie en accordéon permet la présence de plusieurs couches (*layers*) actives (trois dans la région de précision $|\eta| < 2.5$ et 2 à plus haute valeurs de $|\eta|$) et assure une couverture complète en ϕ de manière naturelle. Dans cette configuration l'extraction du signal à l'arrière ou à l'avant de chaque électrode est suffisament rapide pour obtenir un signal clair en n'intégrant qu'une fraction de la charge totale déposée dans chaque cellule. Les angles des plis de l'accordéon varient en fonction de R (la distance radiale à l'axe du faisceau) pour pouvoir garder une couche (*gap*) d'argon liquide d'épaisseur constante.

Comme on peut l'observer sur la figure 4.10, le module comporte trois compartiments (*layers*) :

— compartiment avant (*first sampling* ou *strips*) :
le compartiment avant est très finement segmenté en η. Dans la région centrale $|\eta| < 1.4$, sa granularité est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025/8 \times 0.1$. Dans les bouchons, la granularité est identique à celle dans le tonneau dans la direction ϕ mais elle varie de $0.025/8$ à $0.025/4$ dans la direction η. La profondeur de ce compartiment équivaut à environ $4.3\,X_0$. La très fine segmentation permet de fournir une mesure très précise de la position en η. Dans le cas des photons, cela joue un rôle crucial pour la réjection des jets dominés par une composante neutre telle qu'un π^0, un η ou un ω ;

— compartiment du milieu (*second sampling* ou *middle*) :
le compartiment du milieu, dont la profondeur équivaut à $18\,X_0$, est conçu pour contenir la majorité de la gerbe électromagnétique. Il a une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025.025$. Associé au compartiment avant, il permet d'effectuer la mesure de pseudorapidité η de la particule incidente et de la direction des photons dans le plan (R, z) ;

— compartiment arrière (*third sampling* ou *back*) :
le compartiment arrière a une profondeur de $\approx 2.2\,X_0$. Il collecte la queue de la gerbe électromagnétique et ne nécessite donc pas une granularité très importante ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.025$).

La géométrie du calorimètre induit un phénomène peu désirable : la quantité de plomb traversée par une particule varie en fonction de la pseudorapidité à laquelle cette particule est émise. Pour compenser ce phénomène, l'épaisseur des couches de plomb a été adaptée en fonction de η de façon à garder un nombre de longueurs de radiation à peu près constant dans le compartiment du milieu.

Pour compléter le calorimètre électromagnétique, un pré-échantillonneur (*presampler*) est

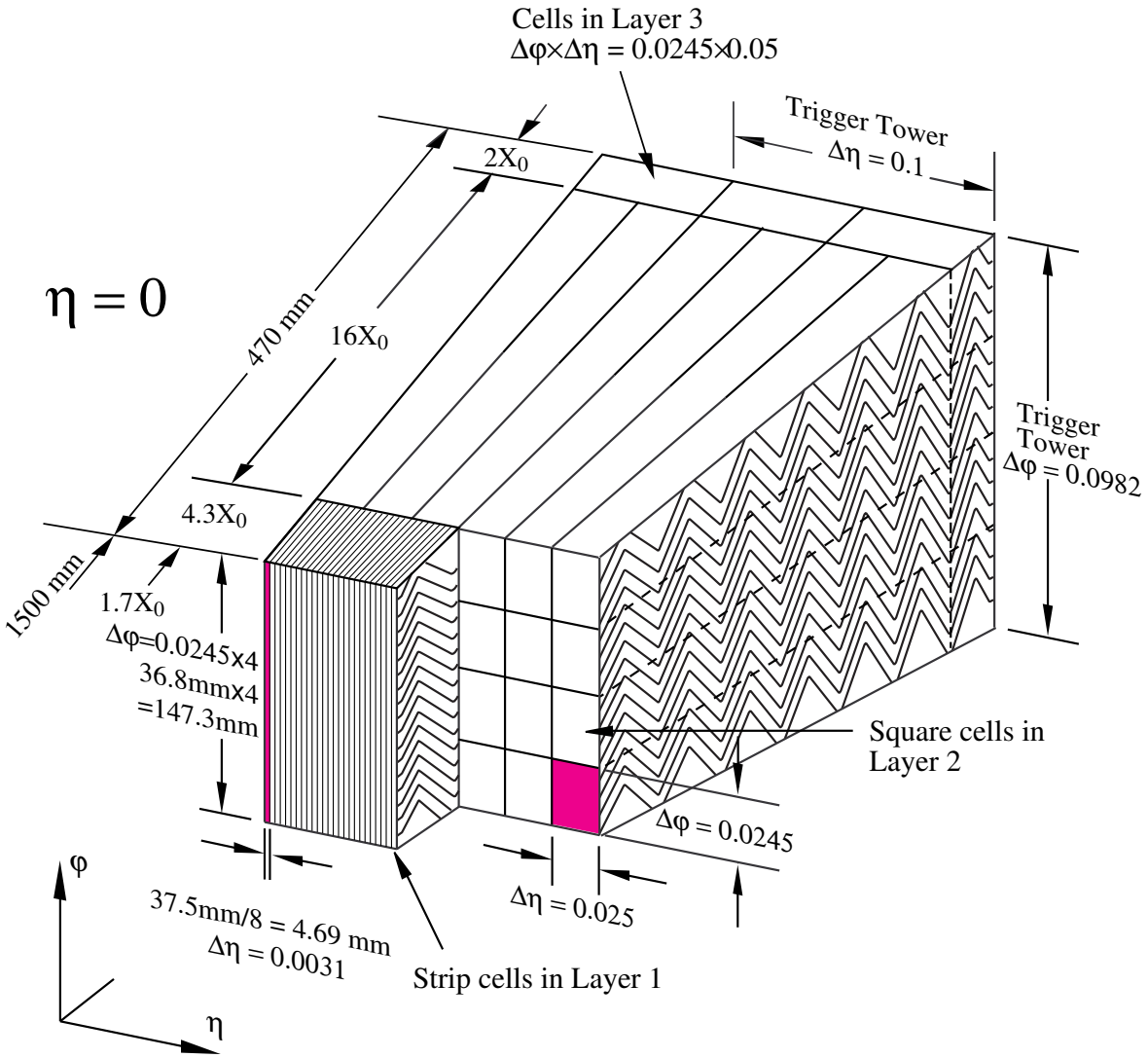


FIGURE 4.10 – Schéma d'un module du tonneau du calorimètre électromagnétique [113].

installé à l'avant (plus proche du point d'interaction) du premier compartiment dans la région définie par $|\eta| < 1.8$. Ce pré-échantillonneur consiste en une couche active d'argon liquide d'une épaisseur de 1.1 cm (0.5 cm) dans le tonneau (les bouchons). Sa granularité est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.1$. Son rôle est de founir une première mesure de la gerbe électromagnétique pour estimer l'énergie perdue par la particule avant d'atteindre le calorimètre (dans le détecteur interne, le cryostat et le solénoïde).

4.2.4.2 Les calorimètres hadroniques

Le calorimètre à tuiles : le calorimètre à tuiles scintillantes est placé directement à la suite du calorimètre électromagnétique. Sa partie tonneau couvre une région définie par $|\eta| < 1.0$. Il est complété par deux extensions à chaque côté qui couvrent la région $0.8 < |\eta| < 1.7$. C'est un calorimètre à échantillonnage utilisant de l'acier comme absorbeur et des tuiles scintillantes comme milieu actif. Les photons produits dans le milieu scintillant par les particules chargées de la gerbe sont collectés aux extrémités de chaque tuile par des fibres optiques. Celles-ci sont

connectées à des photomultiplicateurs qui convertissent la lumière récoltée en signal électrique. Le système composé du tonneau et de ses deux extensions est divisé en 64 modules distribués de façon azimutale. Dans la direction radiale, le calorimètre à tuiles est situé entre R = 2.28 m et R = 4.25 m. Il est segmenté en trois couches d'épaisseur 1.5, 4.1 et 1.8 longueurs d'interactions (λ) dans le tonneau et de 1.5, 2.6 et 3.3 λ dans les extensions. Au total, l'épaisseur du détecteur évaluée à l'extrémité du calorimètre à tuiles est approximativement de 9.7 λ à $\eta = 0$.

Les calorimètres à argon liquide des bouchons : les bouchons du calorimètre hadronique (*Hadronic End-cap Calorimeter (HEC)*) sont constitués de deux roues, localisées au delà des bouchons du calorimètre électromagnétique. Pour éviter une variation trop importante de la quantité de matière traversée dans les régions de transition avec les détecteurs voisins (l'extension du calorimètre à tuiles et le calorimètre à l'avant), les bouchons du calorimètre hadronique couvrent une région définie par $1.5 < |\eta| < 3.2$. Chaque roue est constituée de 32 modules en ϕ et possède une segmentation en profondeur de deux couches. Il consiste en une alternance d'argon liquide et de plaques de cuivre comme absorbeur.

Les calorimètres à l'avant : Pour compléter la couverture calorimètrique d'ATLAS, des détecteurs sont placés au plus proche de l'axe du faisceau couvrant une région définie par $3.1 < |\eta| < 4.9$. Le calorimètre à l'avant (FCAL) est un calorimètre à échantillonnage dont le milieu absorbeur est de l'argon liquide. Il consiste en trois roues dont l'épaisseur totale équivaut à approximativement 10 λ. La première roue est constituée de tube d'argon liquide placés dans une matrice de cuivre, elle est nommée module électromagnétique, les deux roues suivantes possèdent un absorbeur en tungstène et constituent la partie hadronique. Les calorimètres à l'avant, situés à une distance d'environ 4.7 m du point d'interaction, sont exposés à un flux très important de particules. La couche d'argon liquide est donc ici plus petite que pour le calorimètre électromagnétique pour éviter l'accumulation d'ions. Cela permet aussi d'avoir une plus grande densité (plus d'absorbeur) ainsi qu'une réponse plus rapide.

4.2.5 Spectromètre à muons

La figure 4.11 illustre le système de détection des muons du détecteur ATLAS. Le système est composé de chambres de déclenchement (chambres RPC et TGC) et de chambres de précision (chambres MDT et CSC). Dans la région centrale ($|\eta| < 2.7$), les mesures de précision sont effectuées dans les chambres MDT (pour *Monitored Drift Chambers*). Ces chambres sont constituées de tubes à dérive remplis d'un mélange gazeux d'argon et de dioxyde de carbone sous pression à 3 bars. Les électrons issus de l'ionisation du gaz par le muon incident sont collectés sur un fil central en tungstène-rhénium porté à un potentiel d'environ 3 kV. La résolution (*hit resolution*) d'une chambre MDT est d'environ 35 μm. Dans la région $|\eta| > 2.7$, des chambres CSC (*Cathode Strip Chambers*) sont également installées. Elles permettent de gérer un plus grand flux de particules et ont une meilleure résolution en temps que les chambres MDT. Il s'agit de chambres proportionnelles multifils. Le système est constitué de deux roues comportant chacune huit chambres CSC. Pour le système de déclenchement, des chambres capables de fournir une information en quelques nanosecondes sont installées. Les chambres du tonneau sont à plaques résistives RPC (*Resistive Plate Chambers*). Un champ électrique est formé entre deux plaques de bakélite. Il permet la formation de cascades d'ionisation lors du passage des particules. Dans les bouchons, des chambres TGC (*Thin Gap Chambers*), au fonctionnement analogue aux chambres CSC, sont utilisées.

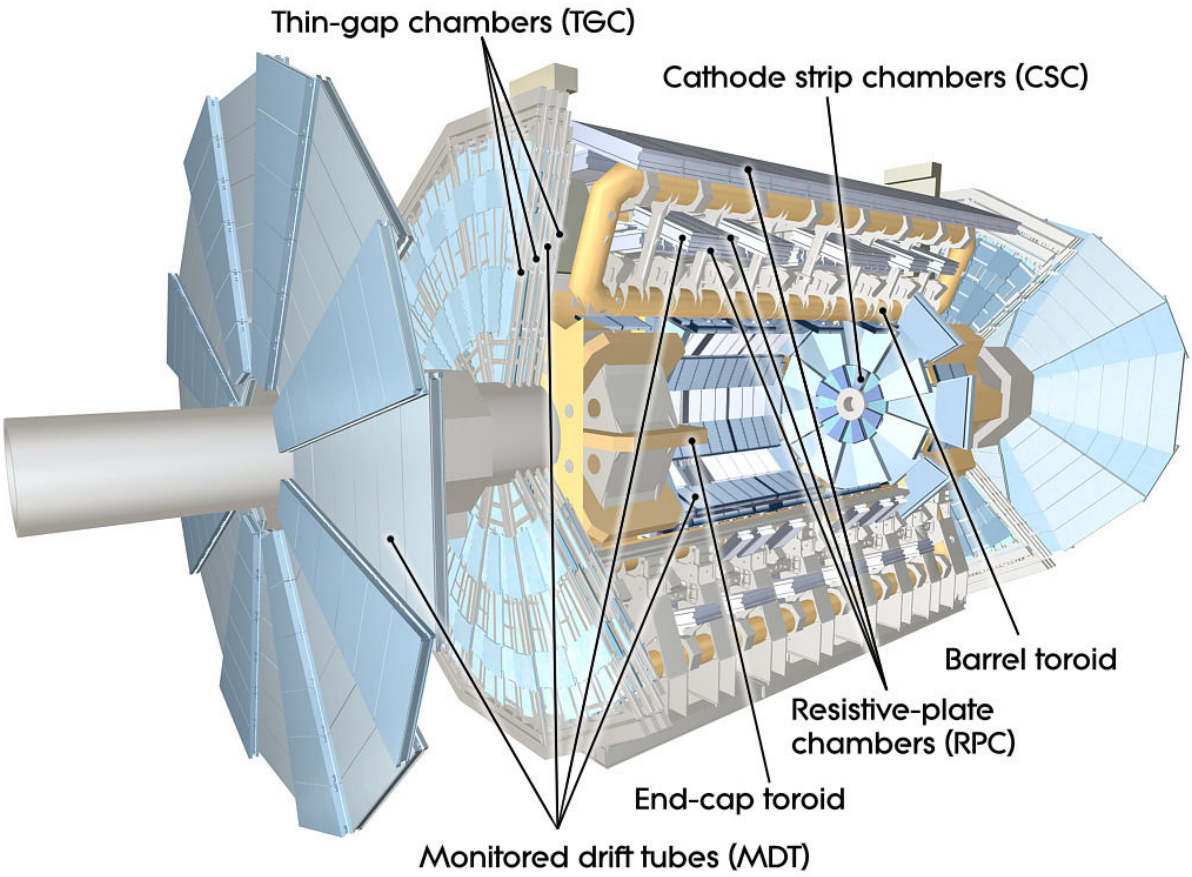


FIGURE 4.11 – Vue en coupe du détecteur à muons d'ATLAS [113].

4.2.6 Système de déclenchement

Le système de déclenchement joue un rôle primordial pour le succès du programme scientifique de l'expérience ATLAS. Dans les conditions nominales, la fréquence de croisement de faisceaux est de 40 MHz et la fréquence de collision de l'ordre de 1 GHz. La quantité d'événements produite est trop importante pour être entièrement enregistrée. En outre, la quantité d'information que l'on souhaite enregistrer à chaque événement étant assez importante, le taux d'écriture doit être réduit. En 2011, le taux d'écriture final a atteint 400 Hz, ce qui est environ six ordres de grandeur inférieur à la fréquence de croisement de faiceaux. Le système de déclenchement est un système à trois niveaux : niveau 1 (L1), niveau 2 et EF (*Event Filter*).

— Le premier niveau (L1) permet de réduire le taux d'événements à environ 100 kHz (valeur nominale). En 2011 le taux à la sortie du L1 était de 60 kHz. Il repose sur les informations des calorimètres et des chambres de déclenchement du système de détection des muons. Le L1 n'exploite pas la granularité complète des calorimètres, des régions (*Trigger Towers*) de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ sont utilisées. L'objectif du sytème de déclenchement calorimétrique est d'identifier les objets de très grande impulsion transverse et les événements avec une grande énergie transverse manquante ou totale. Un déclenchement sur la somme scalaire des énergies des jets de particules est aussi disponible. Lors d'un déclenchement sur des électrons, des photons ou les produits de désintégration des leptons τ, un critère d'isolation peut également être appliqué : il s'agit d'un critère de sépara-

tion angulaire entre la particule et les autres dépôts d'énergie. La décision du L1 doit être prise en moins de 2.5 μs, ce qui correspond au temps maximum pendant lequel les données peuvent être stockées dans le processeur central du système de déclenchement (*Central Trigger Processor* ou *CPT*). Après chaque décision, le L1 nécessite un temps mort de 125 ns (correspondant à cinq croisements de faisceaux dans le fonctionnement nominal du LHC) pendant lequel les données sont enregistrées dans une mémoire tampon pour être envoyées au second niveau. Si les critères du L1 sont satisfaits, l'information enregistrée est alors envoyée au L2 sous la forme de régions d'intérêt (*Region-of-Interest* ou RoI) ;

— Le second niveau de déclenchement (L2) étudie avec plus de détails les régions d'intérêt définies par le premier niveau. Il utilise les informations contenues dans ces régions avec la granularité la plus fine disponible pour chaque sous-détecteur. Les données traitées correspondent à environ à 2 % de l'intégralité des données de l'événement. Des algorithmes spécifiques sont utilisés pour reconstruire les données rapidement (moins de 40 ms) ;

— Le dernier niveau est une étape de filtrage d'événement (*Event Filter*). Les algorithmes de reconstruction employés sont les mêmes que ceux de la reconstruction hors ligne (*offline*) des données qui a lieu 48h après la prise de données (c.f. chapitre 6). Le taux de déclenchement en sortie de ce niveau a atteint 400 Hz en 2011 et 600 Hz en 2012. Les événements qui satisfont ce dernier niveau sont enregistrés et reconstruits pour être analysés.

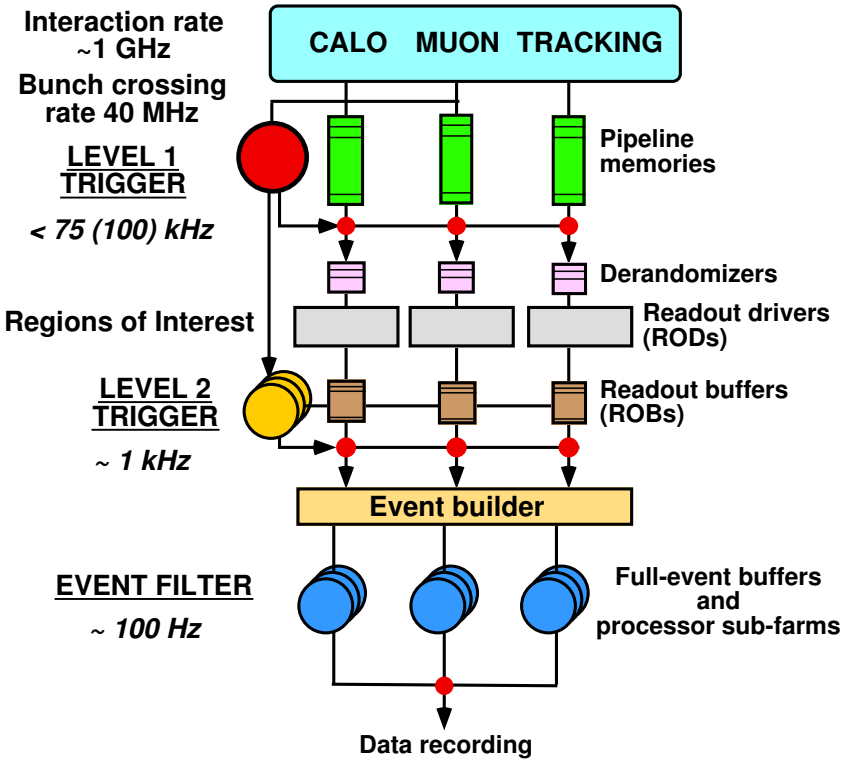


FIGURE 4.12 – Schéma d'ensemble du système de déclenchement du détecteur ATLAS [113].

5
Performances des photons

Sommaire

5.1 Déclenchement **72**
5.1.1 Principe de fonctionnement 72
5.1.2 Stratégie du système de déclenchement pendant la prise de données . . 72
5.1.3 Performances du système de déclenchement avec des photons 74
5.2 Reconstruction **75**
5.2.1 Stratégie de reconstruction 75
5.2.2 Construction des *clusters* électromagnétiques 75
5.2.3 Reconstruction des photons convertis 77
5.2.4 Performances de la reconstruction 77
5.3 Etalonnage et résolution **78**
5.3.1 Extraction du signal électronique d'une cellule 78
5.3.2 Etalonnage Monte-Carlo 79
5.3.3 Etalonnage *in-situ* 83
5.3.4 Résolution 84
5.4 Identification **86**
5.4.1 Définitions des variables d'identification 86
5.4.2 Sélections *loose* et *tight* 87
5.4.3 Performances de l'identification 88
5.4.4 Effets d'empilement 93
5.5 Isolation **94**
5.5.1 Fuite latérale 94
5.5.2 Empilement et événements sous-jacent 95
5.5.3 Dépendance à l'empilement 97
5.5.4 Dépendance à l'impulsion transverse du photon 98
5.5.5 Réjection des jets de particules 100
5.6 Conclusion **101**

Dans ce chapitre, nous aborderons les différents aspects de la détection et de la mesure des propriétés des photons avec le détecteur ATLAS. Tout d'abord, nous discuterons brièvement le système de déclenchement mis en place pour enregistrer les événements à partir des photons qu'ils contiennent. Nous nous intéresserons ensuite à la reconstruction et à l'étalonnage en énergie des photons. Enfin nous décrirons les outils employés pour l'identification des photons et la réjection des jets de particules.

5.1 Déclenchement

5.1.1 Principe de fonctionnement

Le système de déclenchement d'ATLAS (c.f. chapitre 4), se compose de trois niveaux : le premier niveau (L1), de type *hardware*, le second niveau (L2) et un troisième niveau de filtrage des événements (EF). Le niveau L2 et l'EF sont des systèmes de types *software*, ils forment ensemble le système de déclenchement de niveau haut (HLT). Le traitement des données dans le HLT dépend du résultat du premier niveau. Dans le HLT, la reconstruction des objets utilise la granularité complète de tous les sous-systèmes d'ATLAS. Cependant seules les données enregistrées dans des régions d'intérêt identifiées par le niveau L1 sont analysées, la taille typique d'une région d'intérêt étant d'environ 2 % de l'acceptance du détecteur.

Au niveau L1, la sélection des photons est effectuée en utilisant les calorimètres avec une granularité réduite. Des amas (*cluster*) de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 2 \times 1$ ou 1×1 cellules sont recherchés et ne sont gardés que si leur énergie transverse est supérieure à un seuil défini dans le menu du système de déclenchement.

Si l'événement est accepté par le niveau L1, l'algorithme du niveau L2 est lancé. Il est initialisé dans la région d'intérêt définie par le niveau L1 et utilise la granularité complète du détecteur. La différence principale avec la reconstruction finale des photons réside dans la recherche de la graine du *cluster*. Celle-ci se fait à partir de la cellule la plus énergétique, au lieu d'utiliser l'algorithme de « fenêtre glissante » décrit en détail dans la section 5.2.

Le niveau de filtrage (EF) utilise les mêmes algorithmes que la reconstruction finale. Cependant, la reconstruction des conversions (c.f. section 5.2.3) ainsi que le calcul des parties non-essentielles de l'identification telle que la construction complète du quadri-vecteur de la particule ne sont pas réalisés ici. Pour optimiser l'utilisation de la bande passante du système de déclenchement, le déclenchement des photons est configuré pour être également utilisé pour l'étude des électrons. Les *clusters* sont donc reconstruits avec une taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.075 \times 0.175$ au lieu d'utiliser des tailles optimisées pour les photons comme cela est le cas pour la reconstruction finale.

5.1.2 Stratégie du système de déclenchement pendant la prise de données

La stratégie de gestion du système de déclenchement pendant la prise de données a été définie avant le démarrage du LHC dans la référence [121]. Au cours de la prise de données cette stratégie a évolué, les seuils de déclenchement ont été adaptés pour permettre le maintien d'un taux d'écriture à un niveau raisonnable (c.f. table 5.1 pour exemple). La figure 5.1 illustre l'évolution du taux d'écriture dans les différents flots (c.f. chapitre 6) en fonction du temps.

En 2011 la luminosité instantanée du LHC a augmenté tout au long de l'année. Avant l'été le pic de luminosité instantanée, atteint en début d'une période de prise de données, était autour de 1–1.5 $\times 10^{33}$ cm^{-2}s^{-1}, puis celui-ci a augmenté pour atteindre 3.65 $\times 10^{33}$ cm^{-2}s^{-1}. Lorsque la luminosité a dépassé 2.3 $\times 10^{33}$ cm^{-2}s^{-1}, les seuils des différentes chaînes d'aquisition ont dû être changés. Par exemple, au niveau L1, pour pouvoir garder un déclenchement à des énergies transverses assez faibles ($\approx$10 GeV), un critère supplémentaire sur la fuite hadronique a dû être

L1	L2	EF
60 kHz	5 kHz	400 Hz

TABLE 5.1 – Taux d'écriture des événements permis par le système de déclenchement pendant les prises de données de 2011.

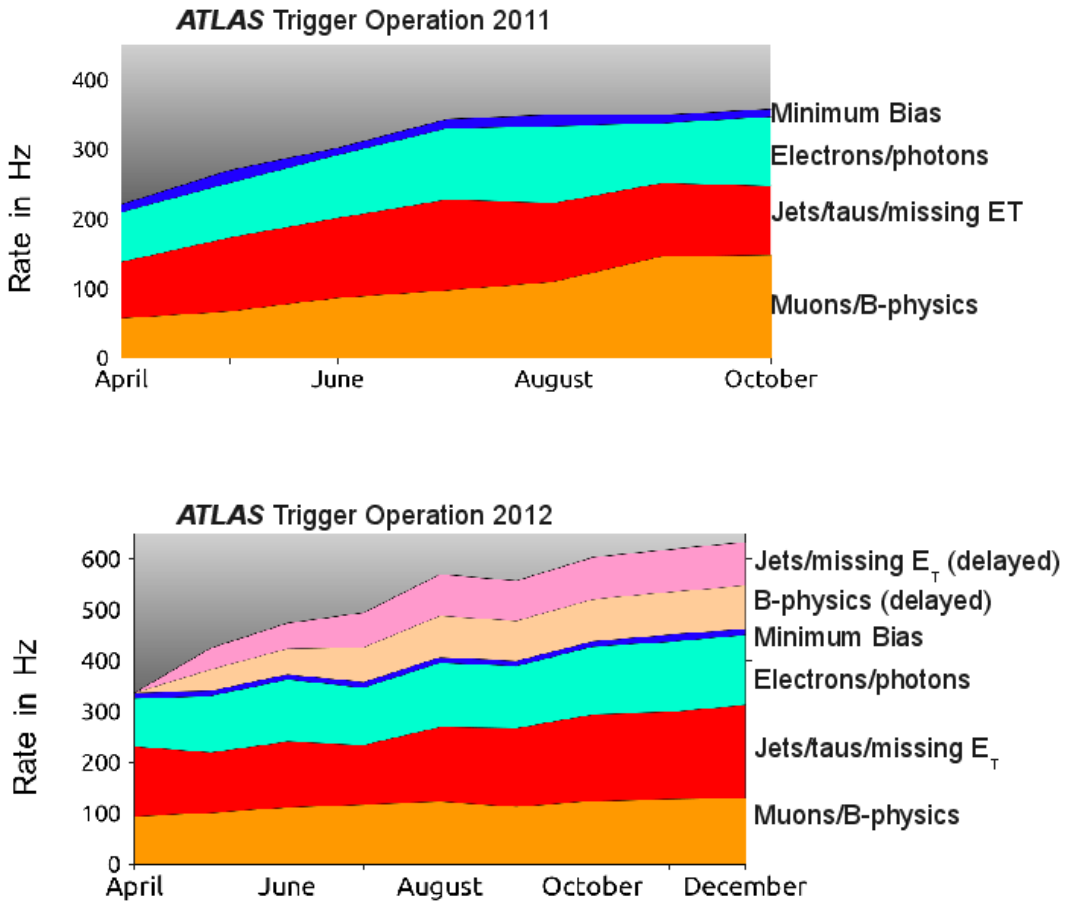


FIGURE 5.1 – Taux d'écriture du système de déclenchement en fonction du temps durant l'année 2011 (figure du haut) et 2012 (figure du bas).

appliqué. Dans le cas des photons, la chaîne de déclenchement avec un seul photon a vu son seuil en impulsion transverse augmenter de 60 GeV à 80 GeV. En outre, une chaîne diphoton a été mise en place pour permettre de sélectionner des événements où les deux photons ont des impulsions transverses plus faibles.

En 2012, les conditions de prise de données sont devenues encore plus rudes pour le système de déclenchement, la luminosité instantanée atteignant jusqu'à 7.7 $\times 10^{33}$ cm^{-2}s^{-1}. Afin de garder un taux de déclenchement raisonnable, les seuils en impulsion transverse ont été augmentés et les critères d'identification au niveau L2 et EF ont été durcis.

Les principales chaînes d'aquisition avec des photons mises en place en 2011 et 2012 sont résumées dans la table 5.2. La nomenclature des chaînes de déclenchement suit la logique sui-

vante : `NpartXX_YY` où `N` est le nombre d'objets considérés, `part` est le type de particules utilisées, `XX` est le seuil en impulsion transverse et `YY` décrit le niveau d'identification requis (c.f. section 5.4). Par exemple, la chaîne `g60_loose` requiert au moins un candidat photon (`part = g`) d'impulsion transverse supérieure à `XX` = 60 GeV et passant le jeu `YY =` *loose* de critères sur les variables d'identification.

chaîne de déclenchement	Domaine de luminosité	L1	L2	EF
`g60_loose`	$< 0.7{\cdot}10^{33}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$	760 Hz	17Hz	8Hz
`g80_loose`	$> 0.7{\cdot}10^{33}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$	760 Hz	9Hz	3.4Hz
`2g20_loose`	quelconque	780 (1450)Hz	5Hz	2.5Hz

TABLE 5.2 – Taux d'écriture du système de déclenchement pour les principales chaînes impliquant des photons pendant les prises de données de 2011.

5.1.3 Performances du système de déclenchement avec des photons

Les performances du système de déclenchement basé sur des photons ou des électrons ont été évaluées dans les données collectées en 2011 [122]. Dans ce paragraphe nous nous attacherons au cas de la chaîne `2g20_loose`, utilisée dans l'analyse des données 2011. Cette chaîne requiert la présence de deux photons d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV passant les critères de sélection *loose*. L'efficacité de cette chaîne pour enregistrer les événements passant la sélection de l'analyse (c.f. chapitre 7) s'écrit $\epsilon_{selection}^{2g20_loose}$. Si l'on néglige les corrélations dues à la présence possible des deux photons dans la même region d'intérêt du niveau L1, l'efficacité $\epsilon_{selection}^{2g20_loose}$ peut s' écrire comme le carré de l'efficacité de la chaîne avec un seul photon `g20_loose`. Cette efficacité s'écrit $\epsilon_{selection}^{g20_loose}$ et se définit comme l'efficacité d'enregistrer des événement avec au moins un photon passant les sélections de l'analyse.

$$\epsilon_{selection}^{2g20_loose} = \left(\epsilon_{selection}^{g20_loose}\right)^2 \tag{5.1}$$

L'efficacité $\epsilon_{selection}^{g20_loose}$ est déterminée avec la méthode de *BootStrap*. L'échantillon de données enregistrées avec un biais minimum est trop petit pour pouvoir évaluer l'efficacité directement l'efficacité de la chaîne du système de déclenchement. Pour pallier à ce problème, l'efficacité du système de déclenchement est factorisée comme le produit de l'efficacité de sélection du HLT par rapport à sa « graine » du niveau L1 et l'efficacité de la « graine » du niveau L1 par rapport à un échantillon d'événements enregistrés avec un bias minimum.

L'efficacité s'écrit alors selon l'équation suivante :

$$\epsilon_{selection}^{g20_loose} = \epsilon_{L1}^{HLT} \times \epsilon_{MinBias}^{L1}. \tag{5.2}$$

Pour évaluer, ϵ_{L1}^{HLT}, des échantillons récoltés par un déclenchement du niveau L1 et non biaisé par le HLT ont été utilisé.

La table 5.3 résume les efficacités mesurées dans les données et estimées dans les simulations Monte-Carlo pour les signaux ADD et RS (c.f. chapitre 7). L'efficacité de la chaîne de déclenchement est compatible avec 100 % dans les simulations et évaluée à 98.4 % dans les données.

Echantillon		$\epsilon_{selection}^{2g20_loose}$
Données		$98.4^{+0.5}_{-0.7}$
Signal RS	$m_G = 300\,\text{GeV}$	$100^{+0}_{-0.01}$
	$m_G = 500\,\text{GeV}$	$99.99^{+0.01}_{-0.02}$
	$m_G = 1500\,\text{GeV}$	$100^{+0}_{-0.01}$
	$m_G = 1750\,\text{GeV}$	$99.99^{+0.01}_{-0.02}$
	$m_G = 2000\,\text{GeV}$	$100^{+0}_{-0.01}$
	$m_G = 2250\,\text{GeV}$	$100^{+0}_{-0.01}$
Signal ADD	$M_S = 3000\,\text{GeV}$	$100^{+0}_{-0.03}$
	$M_S = 3500\,\text{GeV}$	$100^{+0}_{-0.03}$
	$M_S = 4000\,\text{GeV}$	$100^{+0}_{-0.03}$

TABLE 5.3 – Efficacités (en %) de la chaîne de déclenchement `2g20_loose` calculées avec les données de 2011 et des simulations Monte-Carlo des signaux RS et ADD.

5.2 Reconstruction

5.2.1 Stratégie de reconstruction

La reconstruction des photons suit celle des électrons décrite dans la référence [123] pour la majorité de ses aspects. Les deux objets (photons et électrons) sont traités de façon similaire dans un algorithme global de reconstruction. Un objet électron est défini par l'association d'un amas (*cluster*) électromagnétique et d'une trace dans le détecteur interne. Un objet photon requiert pour sa part une distinction supplémentaire selon que le photon se soit converti ou non en une paire électron-positron avant d'atteindre le calorimètre électromagnétique. Les photons convertis sont caractérisés par la présence d'une ou deux traces associées au dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique alors que les photons non convertis sont caractérisés par l'absence d'une telle trace. Cette définition laisse donc une certaine ambiguïté entre les photons convertis et les électrons du fait de la présence de traces dans les deux objets. Les algorithmes de reconstruction mis en place dans le *software* ATLAS apportent des solutions pour lever cette ambiguïté.

5.2.2 Construction des *clusters* électromagnétiques

Les particules émises lors de la collision déposent leur énergie dans plusieurs cellules des calorimètres. Ces cellules sont ensuites groupées pour former le *cluster*. La somme des énergies de chaque cellule constitue l'énergie brute du *cluster*. La répartition du dépôt d'énergie dans les différentes cellules du *cluster* permet d'obtenir des informations sur le type de particule responsable de ce dépôt.

Deux types d'algorithmes sont utilisés dans ATLAS pour former les *clusters* :

— L'algorithme de « fenêtre glissante » (*sliding-window*). Une fenêtre rectangulaire de taille fixe dans le plan η–ϕ est déplacée sur l'ensemble du calorimètre. La position de la fenêtre est ajustée de telle sorte que l'énergie qu'elle contient représente un maximum local. Cet

algorithme est très efficace pour reconstruire précisement les gerbes électromagnétiques. Il est aussi utilisé pour l'identification des jets hadroniques.

— L'algorithme topologique. La construction du *cluster* démarre par la cellule la plus énergétique qui constitue la cellule graine. Les cellules voisines sont ensuite ajoutées de façon itérative au *cluster* déjà existant. Pour ajouter une cellule au *cluster*, son énergie doit être supérieure à un seuil défini par le bruit électronique attendu dans cette cellule. Cet algorithme permet une suppression très efficace du bruit. Il est utilisé principalement pour reconstruire les jets hadroniques ainsi que l'énergie transverse manquante. Il permet aussi de reconstruire des électrons et des photons ayant une très faible impulsion transverse ($p_T < 15\,\mathrm{GeV}$).

Ces algorithmes de construction des *clusters* calorimétriques sont décrits en détail dans la référence [124]. Dans la suite de cette section nous nous concentrerons sur l'algorithme de « fenêtre glissante » dans le contexte de la reconstruction des électrons et des photons avec $p_T > 15\,\mathrm{GeV}$.

Pour les électrons et les photons, l'algorithme de « fenêtre glissante » se divise en trois étapes : la construction des tours électromagnétiques, la recherche d'un pré-*cluster* et le remplissage final du *cluster*.

La construction des tours électromagnétiques

L'espace $\eta - \phi$ du calorimètre électromagnétique est divisé en une grille de $N_\eta \times N_\phi = 200 \times 256$ tours de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$. Dans chacune de ces tours, l'énergie déposée dans les cellules de tous les étages du calorimètre est sommée pour former l'énergie de la tour électromagnétique. Certaines cellules étant réparties sur plusieurs tours, leurs énergies sont alors réparties dans chaque tour en fonction de la portion de leur surface dans cette tour.

La recherche du pré-*cluster*

Une fenêtre de taille fixe $N_\eta \times N_\phi = 3 \times 5$ est déplacée sur la grille des tours. Si l'énergie transverse dans la fenêtre, définie comme la somme des énergies des tours constituantes, atteint un maximum local supérieur à $3\,\mathrm{GeV}$, un pré-*cluster* est formé. La position (η,ϕ) de ce pré-*cluster* est définie en calculant le barycentre énergétique d'une fenêtre de taille $N_\eta \times N_\phi = 3 \times 3$ positionnée autour de la tour centrale. La taille de cette fenêtre centrale est plus petite que la « fenêtre glissante » pour rendre la détermination de la position plus robuste vis-à-vis du bruit électronique.

Enfin, pour éviter la duplication des *clusters*, si les barycentres de deux pré-*clusters* sont situés dans un même intervalle $\Delta N_\eta \times \Delta N_\phi = 2 \times 2$ alors, seul le pré-*cluster* avec la plus grande énergie transverse est conservé.

Formation du *cluster* électromagnétique final

Les cellules sont assignées au *cluster* électromagnétique dans un rectangle de taille $N_\eta^{cluster} \times N_\phi^{cluster}$. La taille du *cluster* dépend de l'hypothèse faite sur la particule candidate et sur sa localisation dans le calorimètre. Les différents *clusters* considérés sont résumés dans la table 5.4. La taille du *cluster* est optimisée pour contenir la majeure partie de l'énergie déposée par la particule. D'un côté le *cluster* ne doit pas être trop petit pour limiter les fuites latérales qui impactent la résolution. D'un autre côté, il ne doit pas être trop grand pour éviter d'introduire trop de bruit.

Particule	tonneau	bouchon
Electron	3×7	5×5
Photon converti	3×7	5×5
Photon non converti	3×5	5×5

TABLE 5.4 – Taille des *clusters* $N_\eta^{cluster} \times N_\phi^{cluster}$ pour différents types de particules électromagnétiques dans le tonneau et les bouchons du calorimètre.

Performances de l'algorithme de « fenêtre glissante »

L'étude des performances de l'algorithme de « fenêtre glissante » a été réalisée avec des lots de simulations de photons et d'électrons de différentes impulsions transverses de 10 GeV à 500 GeV [124]. L'efficacité de reconstruction est proche de 100 % dans cette gamme d'énergie et le taux de faux candidats provenant du bruit dans le calorimètre est évalué comme étant quasi nul.

5.2.3 Reconstruction des photons convertis

Dans la première étape de la reconstruction des objets électromagnétiques, la présence ou l'absence de traces associées au *cluster* a permis de distinguer deux classes de candidats (électrons ou photons) pour la construction du *cluster* final. Cependant, les photons qui ont subi une conversion en paire électron-positron sont pour la grande majorité classés comme candidats électrons à cette étape. Pour différencier ces photons convertis des électrons, une recherche des vertex de conversion présents dans l'événement est effectuée. Ces vertex sont classés en fonction du nombre de traces d'électrons qui leur sont associées. Dans le cas où deux traces sont associées, la position du vertex est déterminée par un ajustement des paramètres des traces. Dans le cas où seul un électron est assigné au vertex, il est impossible de réaliser un ajustement pour déterminer sa position. Celle-ci est donc assimilée à la position de la première mesure de la trace identifiée. Après avoir identifié les vertex de conversion, leur compatibilité avec le *cluster* est évaluée. Le point d'impact de chaque trace est alors extrapolé dans le second compartiment (*sampling*) du calorimètre électromagnétique où le barycentre du *cluster* est évalué. Si l'une des traces se trouve suffisamment proche du barycentre du *cluster*, le vertex est associé au *cluster* et l'objet est classé photon converti. Lors de cette étape d'association, de nombreux critères de qualité des traces (tels que le nombre d'impact dans chaque détecteur, ou encore la présence d'un impact dans le *b-layer*) sont pris en compte. La procédure est détaillée dans la référence [125]. Enfin il est à noter qu'une fraction importante (≈10 %) des photons non convertis sont également traités comme des électrons à cause de traces de très faible impulsion qui ont été associées au *cluster* par erreur. Cet effet est aussi pris en compte dans l'optimisation de cette procédure [125].

5.2.4 Performances de la reconstruction

L'efficacité de la reconstruction a été étudiée avec des échantillons de simulation d'événements $H \to \gamma\gamma$ [122]. Les photons considérés ont une impulsion transverse $p_T > 20$ GeV. L'efficacité de la reconstruction est estimée à 99.8 % pour les photons non-convertis et à 94.3 % pour les photons convertis. Les études sur les échantillons d'événements $G \to \gamma\gamma$ ont confirmé que cette efficacité reste stable à très haute énergie. L'efficacité de la reconstruction reste raisonnablement stable en fonction du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux. C'est en particulier le cas pour la fraction de photons convertis et de photon non-convertis, particulièrement sensible à l'activité dans le détecteur de trace, comme l'illustre la figure 5.2.

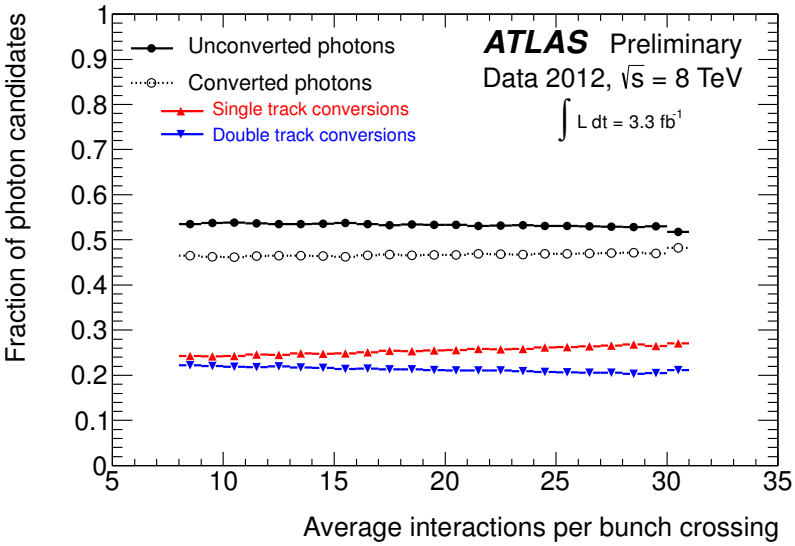


FIGURE 5.2 – Taux de candidats photons en fonction du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux mesuré dans les données issues de collisions proton-proton avec une énergie de 8 TeV dans le centre de masse.

5.3 Etalonnage et résolution

L'objectif de l'étalonnage est d'estimer l'énergie de la particule à partir de l'énergie déposée dans chaque cellule du *cluster*. L'étalonnage des objets électromagnétiques s'effectue en trois étapes :

1. Le signal électronique extrait de chaque cellule du calorimètre est converti en une quantité équivalente à un dépôt d'énergie.
2. Des corrections basées sur la simulation Monte-Carlo sont appliquées au niveau du *cluster* pour compenser les pertes d'énergie dans le matériel passif du détecteur ainsi que les fuites à l'extérieur du *cluster*.
3. Un étalonnage *in-situ* avec des événements $Z \to e^+e^-$ permet de déterminer l'échelle d'énergie des objets électromagnétiques et d'ajuster l'étalonnage dans les différentes régions du calorimètre dans une gamme $|\eta| < 4.9$.

5.3.1 Extraction du signal électronique d'une cellule

Dans les cartes d'électronique frontale (*Front End-Board* ou FEB), le signal récolté dans une cellule du calorimètre électromagnétique est pré-amplifié, puis il subit une mise en forme pour finalement être échantillonné par pas de 25 ns. Les échantillons sont alors stockés dans une mémoire analogique de $144 \times 25\,\text{ns} = 3.6\,\mu\text{s}$, ce qui permet au déclenchement de niveau L1 de prendre sa décision. Pour les événements acceptés par le niveau L1, cinq échantillons ainsi que le gain appliqué lors de la mise en forme sont transmis au module de conversion analogique-numérique (ADC). Le convertisseur ADC possède un piedestal de 1000 coups afin de gérer le phénomène d'*undershoot*. L'amplitude du signal d'ionisation après mise en forme devient négative à partir de ≈100 ns après le début de l'ionisation de l'argon liquide. La figure 5.3 illustre la forme du signal d'ionisation attendu dans une cellule d'argon liquide en fonction du temps. Le signal triangulaire est mis en forme pour donner la courbe avec les points d'échantillonnage.

Durant la prise de données, seuls les cinq premiers points d'amplitude non nulle sont utilisés dans la mesure de l'énergie.

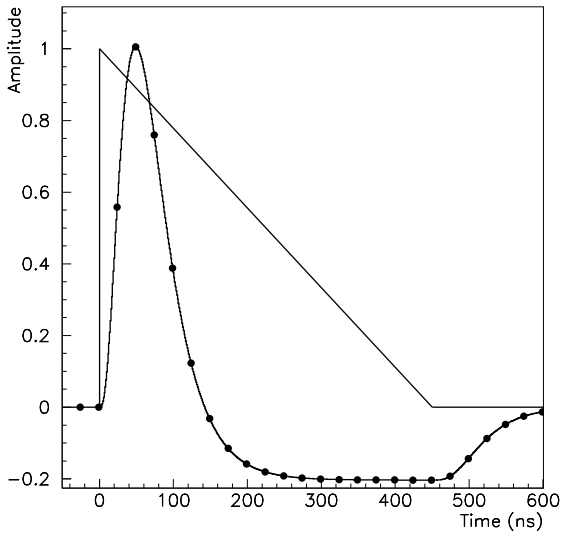


FIGURE 5.3 – Amplitude du signal attendu dans une cellule d'argon liquide en fonction du temps. La forme triangulaire correspond au signal avant mise en forme et la courbe correspond au signal mis en forme. Les points indiquent l'échantillonnage.

L'énergie, E, est calculée avec la formule suivante :

$$E = F_{DAC \to \mu A} \cdot F_{\mu A \to MeV} \cdot \frac{M_{phys}}{M_{cali}} \cdot \sum_{j=0,1} R_j \left[A_{pic}\right]^j , \tag{5.3}$$

— $F_{DAC \to \mu A}$ et $F_{\mu A \to MeV}$ permettent de convertir le signal digitalisé en un courant en μA puis en énergie en MeV.
— $\frac{M_{phys}}{M_{cali}}$ est un facteur de correction du rapport entre l'amplitude du signal d'étalonnage et celle du signal de physique. Il est déterminé à l'aide des données d'étalonnage et de la prédiction du signal physique.
— R_j sont les coefficients de rampes. Ils permettent de convertir le comptage ADC brut en un signal analogique (conversion ADC–DAC). La relation entre le signal analogique et le comptage ADC est obtenue par une interpolation parabolique dont les trois paramètres sont les coefficients de rampes R_j (avec $j = 0, 1$ ou 2). Seuls les deux premiers coefficients sont utilisés dans le calcul de l'énergie.
— A_{pic} est l'amplitude du pic du signal d'ionisation mis en forme. Elle est calculée par la méthode de filtrage optimal décrite dans la référence [126].

Les paramètres décrits ci-dessus ont été étudiés en détail à partir de simulations et de tests en faisceau réalisés en 2004. La référence [127] décrit les méthodes employées pour évaluer ces paramètres ainsi que les résultats obtenus lors des tests en faisceau.

5.3.2 Etalonnage Monte-Carlo

Dans la procédure d'étalonnage, les simulations Monte-Carlo sont utilisées pour estimer la quantité d'énergie qui n'a pas pu être directement récoltée. Il s'agit de l'énergie déposée dans la matière passive du calorimètre et de l'énergie qui a été déposée en dehors du *cluster*.

La méthode d'étalonnage « *calibration hits* » repose sur l'utilisation de simulations spécifiques dans lesquelles l'énergie déposée par une particule est comptabilisée dans tout le matériel du détecteur et non pas seulement dans les cellules d'argon liquide du calorimètre électromagnétique. Ainsi, l'énergie déposée dans les régions non instrumentées (d'un point de vue calorimétrique) peut être corrélée avec la quantité mesurée dans le calorimètre. Pour cette étude, les échantillons simulés consistent en des lots d'électrons et de photons mono-énergétiques avec des énergies variant de 25 GeV à 500 GeV.

L'énergie du *cluster* se décompose en trois parties, qui sont traitées séparément :

$$E = E_{cal} + E_{front} + E_{back}, \tag{5.4}$$

E_{cal} est l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique, E_{front} l'énergie déposée dans le *presampler* et le matériel inactif en face du calorimètre et E_{back} l'énergie qui s'échappe à l'arrière du calorimètre électromagnétique.

Energie déposée dans le calorimètre : $\mathbf{E_{cal}}$

L'énergie déposée par une particule dans le calorimètre électromagnétique E_{cal} s'exprime selon l'équation suivante :

$$E_{cal} = C_{cal}(X, \eta) \times (1 + f_{out}(X, \eta)) \times E_{cl}; \tag{5.5}$$

— $E_{cl} = \sum_{i=1}^{3} E_i$ avec $E_{1\cdots3}$ les énergies déposées dans les trois *sampling* du calorimètre pour un *cluster* donné ;
— X est la profondeur de la gerbe définie comme

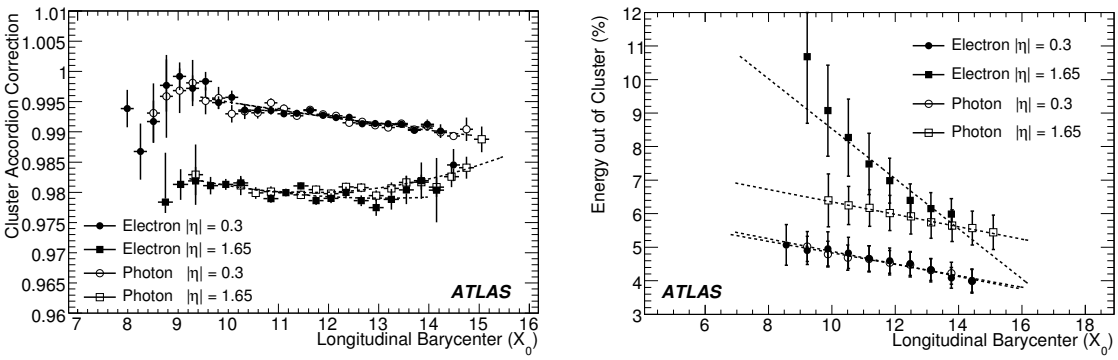
$$X = \frac{\sum_{i=1}^{3} E_i X_i + E_{ps} X_{ps}}{\sum_{i=1}^{3} E_i + E_{ps}},$$

où X_i est la profondeur longitudinale du *sampling* i exprimée en longueurs de radiation. E_{ps} est l'énergie déposée dans le *presampler* et X_{ps} la profondeur de la gerbe dans le *presampler* ;
— η est la pseudorapidité du barycentre du cluster ;
— f_{out} est la fraction d'énergie déposée hors du *cluster* ;
— $C_{cal}(X, \eta)$ est le facteur d'étalonnage de l'énergie dans le calorimètre électromagnétique.

Le facteur d'étalonnage C_{cal} est défini comme le rapport entre l'énergie réellement déposée dans le calorimètre et l'énergie reconstruite du *cluster* E_{cl}. Exprimé en fonction de X, il est raisonnablement indépendant de l'énergie de la particule. La figure 5.4(a) illustre C_{cal} moyenné sur toutes les énergies simulées (25 GeV à 500 GeV) en fonction de X. Sa dépendance à X est ajustée avec un polynôme de degré deux. La figure 5.4(b) illustre la fraction d'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique hors du *cluster*, également moyennée sur toutes les énergies simulées en fonction de X. Les électrons et les photons se comportent de façon similaire dans la région centrale ($|\eta|$=0.3 sur la figure) mais différemment dans la région avant du calorimètre ($|\eta|$=1.65 sur la figure). Ceci est dû à la grande différence de quantité de matériel présente en face du calorimètre ($\approx 2.5X_0$ pour $|\eta| = 0.3$ et $\approx 7X_0$ pour $|\eta| = 1.65$). Les électrons, plus sensibles au champ magnétique et sujets aux émissions « Bremsstrahlung », déposent plus d'énergie en dehors du *cluster*.

Energie déposée en face du calorimètre : $\mathbf{E_{front}}$

L'énergie perdue dans le matériel en amont du calorimètre correspond à l'énergie déposée dans le détecteur interne, le cryostat, l'aimant solénoïdal et le matériel entre le *presampler* et le



(a) C_{cal} en fonction de X

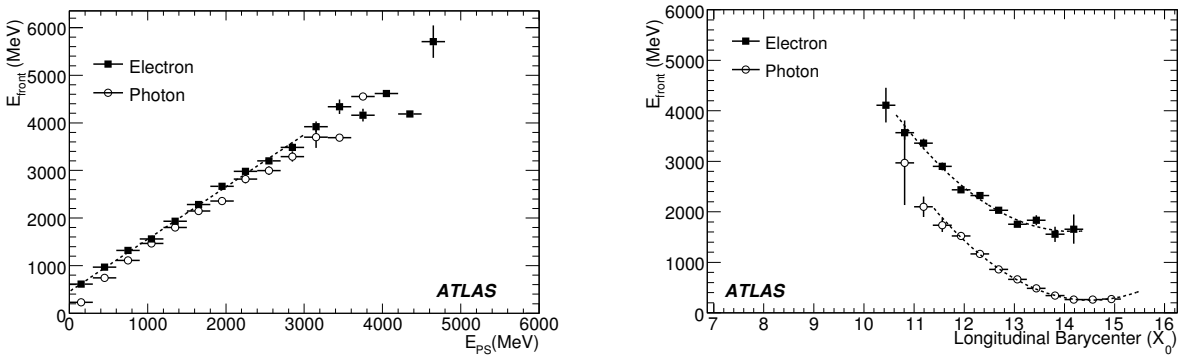
(b) Fraction d'énergie hors du *cluster*

FIGURE 5.4 – Facteur de correction C_{cal} et fraction d'énergie hors du *cluster* en fonction de la profondeur de la gerbe X, moyenné sur toutes les énergies pour deux valeurs représentatives de $|\eta|$ séparemment pour les électrons et les photons. Les lignes en pointillés illustrent le résultat de la paramétrisation pour chaque particule et pseudorapidité considérées.

premier *sampling*. Elle est paramétrée en fonction de l'énergie perdue dans le matériel actif du *presampler* :

$$E_{front} = a(E_{cal}, \eta) + b(E_{cal}, \eta) \cdot E_{ps} + c(E_{cal}, \eta) \cdot E_{ps}^2 \tag{5.6}$$

La figure 5.5(a) illustre cette relation pour des particules de 100 GeV à $|\eta| = 0.3$. Les coefficients a, b et c sont déterminés en fonction de la pseudorapidité et de l'énergie déposée par la particule dans le calorimètre.



(a) Energie perdue en face du calorimètre électromagnétique en fonction de l'énergie mesurée dans le *presampler* à $|\eta| = 0.3$ pour des électrons et des photons de 100 GeV.

(b) Energie perdue en face du calorimètre électromagnétique en fonction de la profondeur de la gerbe à $|\eta| = 1.9$ pour des électrons et des photons de 100 GeV.

FIGURE 5.5 – Energie perdue en face du calorimètre électromagnétique pour des électrons et des photons de 100 GeV.

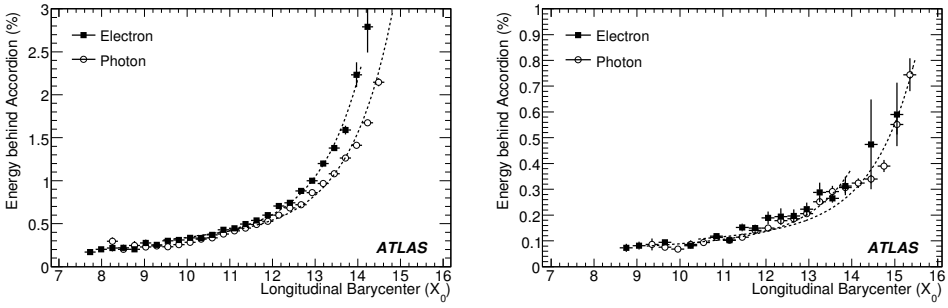
Dans la région $1.8 < |\eta| < 3.2$ où il n'y a pas de *presampler*, l'énergie déposée en face du calorimètre est paramétrée en fonction de X par un polynôme du second degré. La figure 5.5(b) illustre cette paramétrisation pour des électrons et des photons de 100 GeV à $|\eta| = 1.9$. Les coefficients de ce polynôme sont déterminés en fonction de E_{cal}.

Correction de la fuite longitudinale : f_{leak}

L'énergie déposée par la gerbe après le calorimètre électromagnétique est calculée sous la forme d'une fraction de l'énergie reconstruite dans le calorimètre électromagnétique. Comme pour les termes précédents, cette fraction est indépendante de l'énergie de la particule incidente lorsqu'elle est calculée en fonction de X. Moyennée sur la gamme d'énergie des particules incidentes (25 GeV à 500 GeV), elle peut se paramétrer par :

$$f_{leak} \equiv E_{back}/E_{cal} = f_0^{leak}(\eta) \cdot X + f_1^{leak}(\eta)e^X \tag{5.7}$$

Les figures 5.6(a) et 5.6(b) illustrent la fuite longitudinale et l'ajustement de la paramétrisation pour $|\eta| = 0.3$ et $|\eta| = 1.65$.



(a) $|\eta|$=0.3 (b) $|\eta|$=1.65

FIGURE 5.6 – Fraction d'énergie deposée après le calorimètre électromagnétique en fonction de la profondeur de la gerbe X. La ligne en pointillés illustre le résultat de l'ajustement.

Correction totale

L'énergie totale du *cluster* est calculée en ajoutant les trois contributions de l'équation 5.4. La linéarité se définit comme le rapport entre la valeur moyenne de l'énergie mesurée sur un lot de particules et la vraie valeur de l'énergie du lot. La figure 5.7 illustre la dépendance de la linéarité en fonction de $|\eta|$ pour des photons de différentes énergies. Cette dépendance est inférieure à $\approx 0.5\,\%$ sur toute la gamme d'énergies considérées.

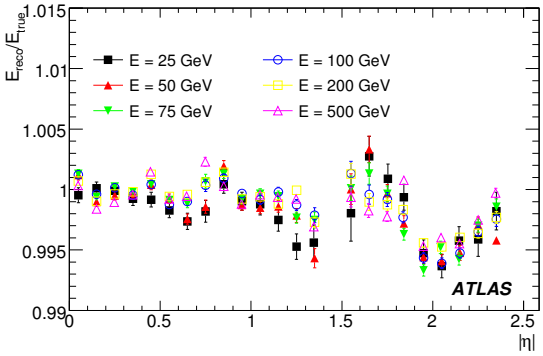


FIGURE 5.7 – Linéarité pour différentes énergies en fonction de $|\eta|$.

5.3.3 Etalonnage *in-situ*

La tolérance requise lors de la construction du calorimètre électromagnétique ainsi que le système de calibration assurent une uniformité locale de la réponse du calorimètre électromagnétique. Cependant des variations à grandes échelles peuvent avoir lieu. Afin de les éviter, on peut effectuer un étalonnage in-situ du calorimètre avec des données issues de collisions. L'une des méthodes consiste à utiliser les électrons issus de la désintégration d'un boson Z. Le principe de cette méthode d'étalonnage est de contraindre la masse invariante diélectron à la distribution attendue et d'en déduire l'énergie des électrons produits par la désintégration du Z. La différence obtenue avec l'énergie du *cluster* après l'étalonnage Monte-Carlo est utilisée pour affiner la correction de l'énergie du *cluster*. Un second objectif de cette étude est d'obtenir l'échelle d'énergie absolue du calorimètre électromagnétique. Cette échelle d'énergie doit être connue avec une précision d'environ 1 % pour atteindre les premiers objectifs de recherche d'ATLAS. Les mesures de précisions, telles que la mesure de la masse du boson W, requièrent quand à elles une précision bien supérieure.

Description de la méthode

L'espace η–ϕ du calorimètre est divisé en 384 régions de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.4$ pour couvrir l'acceptance $|\eta| < 2.4$.

Les imperfections résiduelles de l'étalonnage Monte-Carlo sont paramétrées pour une région i donnée par l'équation suivante :

$$E^{meas} = E^{true} \times (1 + \alpha_i), \tag{5.8}$$

avec E^{meas} l'énergie mesurée par le calorimètre après avoir été étalonné par la méthode Monte-Carlo décrite dans la section 5.3.2, E^{true} la véritable énergie de l'électron et α_i la correction résiduelle à appliquer dans la région i. Les paramètres α_i sont déterminés par une méthode de maximum de vraisemblance. La fonction de vraisemblance L_{tot} est définie par l'équation :

$$-\ln L_{tot} = \sum_{i,j} \sum_{k}^{N_{i,j}^{events}} -\ln L_{ij}\left(\frac{m_k}{1 + \frac{\alpha_i + \alpha_j}{2}}\right). \tag{5.9}$$

Les indices i et j identifient les régions considérées pour l'étalonnage, avec un électron dans la région i et un autre dans la région j. $N_{i,j}^{events}$ est le nombre d'événements $Z \to e^+e^-$ dans la région i, j considérée, m_k est la masse invariante diélectron reconstruite pour un événement k donné. $L_{i,j}(m)$ est la densité de probabilité qui quantifie la compatibilité d'un événement avec la distribution attendue.

Résultats

Les résultats de cette procédure ont été publiés dans la référence [128] avec les données enregistrées en 2010. Dans cette étude, la distribution attendue pour la masse invariante diélectron a été obtenue avec des échantillons de simulations générés avec Pythia et traités avec la simulation Geant4 du détecteur ATLAS. L'étude a été réalisée en considérant 58 régions en η dans tout le calorimètre ($|\eta| < 4.9$). Le résultat est illustré sur la figure 5.8. Le facteur de correction α varie de ± 2 % dans la région centrale ($|\eta| < 1.37$) et de ± 5 % dans les bouchons du calorimètre. Autour des régions de transitions du calorimètre, on observe des variations rapides du paramètre α.

La même étude a été réalisée avec des événements $J/\psi \to e^+e^-$. Les résultats sont en bon accord avec ceux trouvés avec les électrons du Z. En outre, une étude sur des événements

$W^{\pm} \to e^{\pm}\nu$ en utilisant la distribution E/p, définie comme le rapport entre l'énergie mesurée dans le calorimètre et l'impulsion mesurée dans le détecteur interne, a mené à des résultats similaires [128].

Une étude détaillée des incertitudes systématiques présentée dans la référence [128] a permis de déterminer une incertitude de 0.3 % à 1.6 % pour des électrons avec $|\eta| < 2.47$ avec une faible dépendance en fonction de l'énergie transverse (E_T) de l'électron. Les incertitudes en fonction de E_T sont illustrées sur la figure 5.8 pour des électrons satisfaisant $1.52 < |\eta| < 1.8$.

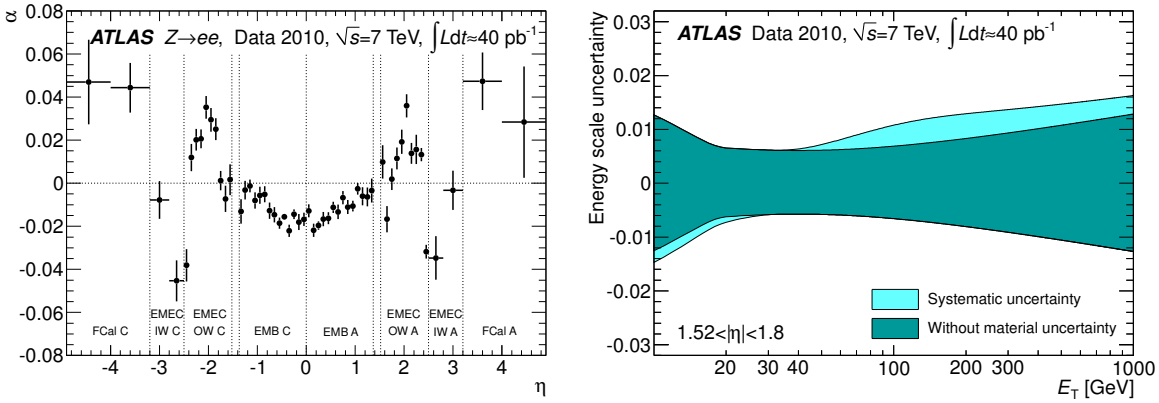


FIGURE 5.8 – (Gauche) Facteurs de correction de l'échelle d'énergie électromagnétique en fonction de η. (Droite) Incertitude systématique totale dans la région $1.52 < |\eta| < 1.8$.

5.3.4 Résolution

La résolution sur l'énergie mesurée dans le calorimètre électromagnétique est paramétrée selon l'équation suivante :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{a}{E} \oplus \frac{b}{\sqrt{E}} \oplus c, \text{ où} \tag{5.10}$$

a est le terme de bruit stochastique correspondant aux fluctuations poissonniennes dans le développement de la gerbe, b est le terme de bruit introduit par l'électronique et l'empilement des événements et c, appelé terme constant, reflète la non-uniformité locale de la réponse du calorimètre. Ces trois termes ont été estimés par des simulations Monte-Carlo [121] et mesurés avec des tests en faisceau [129]. On obtient $a \approx 10\,\%$, $b < 0.3\,\text{GeV}$ et $c \approx 0.7\,\%$.

La résolution obtenue dans les simulations pour des photons de différentes énergies est illustrée sur la figure 5.9. En dehors de la région de transition du calorimètre ($1.37 < |\eta| < 1.52$), la résolution change peu en fonction de $|\eta|$.

Durant la prise de données en collisions, le terme constant c a pu être mesuré *in-situ* dans les événements $Z \to e^+e^-$. Cette étude, décrite dans la référence [128], a permis d'évaluer ce terme à 1.2 % dans le tonneau ($|\eta| < 1.37$) et à 1.8 % dans les bouchons ($1.52 < |\eta| < 2.47$). Sur la figure 5.9, on note que la résolution pour des photons de 500 GeV est autour de ≈1 %, proche de la valeur du terme constant. Dans le contexte de la recherche de nouveaux phénomènes à très hautes énergies, la résolution est dominée par ce terme. Une étude de la résolution sur la masse invariante du graviton a été menée dans le contexte de l'analyse diphoton [130]. Puisque la largeur naturelle de la résonance est très importante, nous nous intéressons à la différence entre la masse reconstruite et la masse vraie événement par événement. La distribution ainsi obtenue, illustrée sur la figure 5.10(a) représente la fonction de résolution du détecteur. Cette distribution est centrée en zéro et sa largeur représente la résolution du détecteur. Elle est ajustée

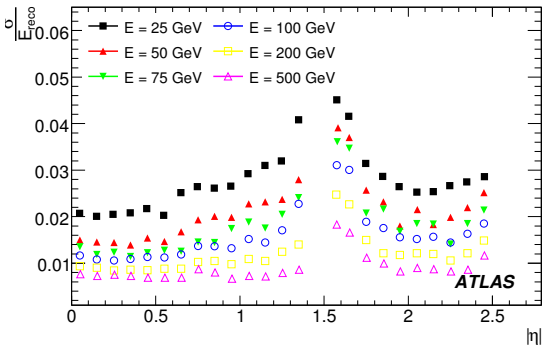
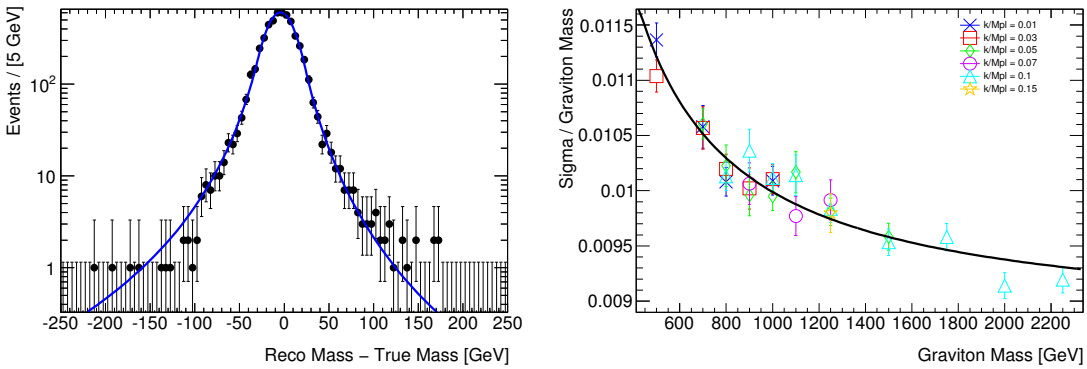


FIGURE 5.9 – Résolution du calorimètre électromagnétique pour différentes énergies des photons en fonction de $|\eta|$.

par une densité de probabilité *Crystal-Ball*. Cette densité de probabilité est une distribution gaussienne avec une (ou deux) queue(s) en loi de puissance. Cet ajustement est effectué sur plusieurs échantillons de simulations pour étudier l'évolution de la résolution en fonction de la masse m_G et du couplage $k/\overline{M}_{Pl}$ du graviton. Comme illustré sur la figure 5.10(b), la résolution sur la masse invariante diphoton est trouvée autour de 1 %. On peut montrer, en négligeant les corrélations entre les deux photons et les incertitudes sur la résolution angulaire que :

$$\frac{\sigma(E)}{E} \approx \sqrt{2}\frac{\sigma(M)}{M}. \tag{5.11}$$

Ainsi une résolution de ≈1 % sur la masse invariante correspond à une résolution de ≈0.7 % sur l'énergie d'un photon. Ce qui confirme que la résolution sur la masse invariante est dominée par le terme constant. Dans les analyses physiques réalisées par la collaboration ATLAS, les simulations sont corrigées pour prendre en compte la résolution sur l'énergie mesurée dans les données.



(a) Ajustement de la résolution.

(b) Résolution en fonction de m_G

FIGURE 5.10 – (a) Fonction de résolution (masse reconstruite-masse vraie) pour un échantillon de simulation RS avec m_G=1.75 TeV et $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$. La ligne bleu superposée représente un ajustement par une *Crystal-Ball* avec deux queues. (b) Evolution de la résolution (σ/m_G) en fonction de la masse du graviton pour différents couplages $k/\overline{M}_{Pl}$.

5.4 Identification

5.4.1 Définitions des variables d'identification

L'algorithme standard d'identification des photons dans ATLAS s'appuie sur l'utilisation de variables calorimétriques. Ces variables fournissent des informations sur la forme de la gerbe qui permettent de discriminer un photon isolé des fausses signatures de jets de particules hadroniques.

La définition des variables utilisées est donnée dans la table 5.5. Ces variables peuvent être groupées en trois catégories : la fuite hadronique, le second *sampling* et le premier *sampling*. A partir des ces variables, on définit deux ensembles de coupures : *loose* et *tight*.

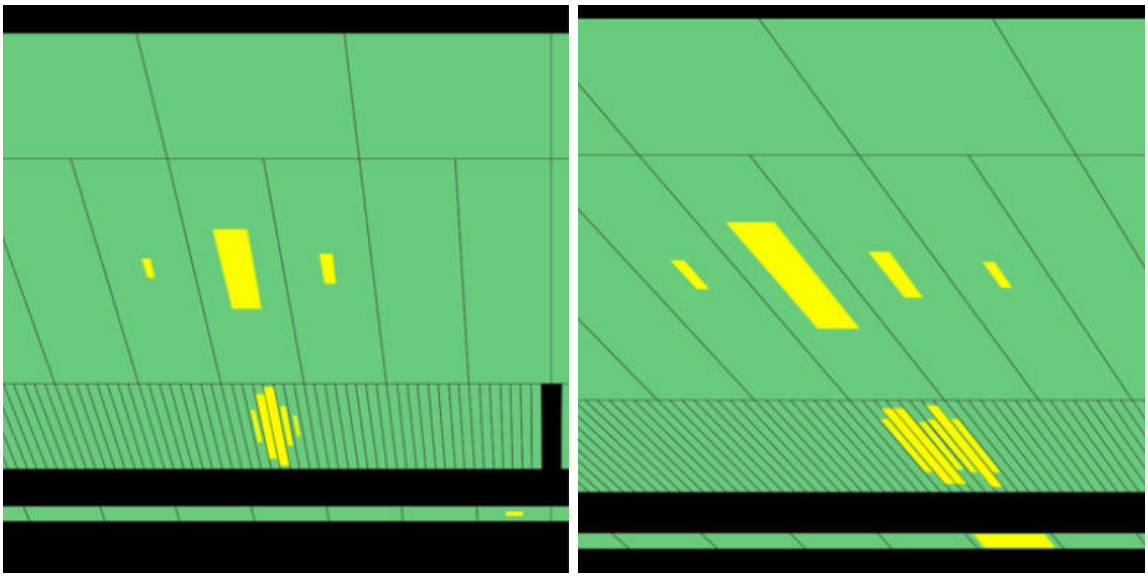
Catégorie	Description	Nom	*loose*	*tight*
Acceptance	$\|\eta\| < 2.37$, $1.37 < \|\eta\| < 1.52$ exclu	–	✓	✓
Fuite hadronique	E_{T} dans le premier *sampling* du calorimètre hadronique divisé par E_{T} du *cluster* électromagnétique. Cette variable est utilisée dans la région $\|\eta\| < 0.8$ et $\|\eta\| > 1.37$.	R_{had_1}	✓	✓
	E_{T} dans tout le calorimètre hadronique divisé par E_{T} du *cluster* électromagnétique. Cette variable est utilisée dans la région $0.8 < \|\eta\| < 1.37$.	R_{had}	✓	✓
Second *sampling*	Rapport de l'énergie des cellules dans $N_\eta \times N_\phi = 3 \times 7$ sur 7×7.	R_η	✓	✓
	Largeur latérale de la gerbe dans le second *sampling*.	w_{η_2}	✓	✓
	Rapport de l'énergie des cellules dans $N_\eta \times N_\phi = 3 \times 3$ sur 3×7.	R_ϕ		✓
Premier *sampling*	Largeur de la gerbe pour les trois cellules autour de celle avec le maximum d'énergie déposée.	$w_{s\,3}$		✓
	Largeur latérale totale de la gerbe dans le premier *sampling*.	$w_{s\,\mathrm{tot}}$		✓
	Rapport entre l'energie dans les sept cellules centrales hormis les trois cellules centrales et l'énergie dans les trois cellules centrales ((E(7)-E(3))/E(3)).	F_{side}		✓
	Différence d'énergie entre la deuxième cellule la plus énergétique et la cellule la moins énergétique	ΔE		✓
	Différence d'énergie entre les deux cellules les plus énergétiques divisé par la somme de ces énergies	E_{ratio}		✓

TABLE 5.5 – Variables utilisées pour l'identification des photons dans les menus de coupures *loose* et *tight*.

5.4.2 Sélections *loose* et *tight*

La sélection *loose* n'utilise que la fuite hadronique et les variables du second *sampling*. Cette sélection, similaire pour les électrons et les photons, est déployée dans le système de déclenchement du détecteur. Les valeurs des coupures sont optimisées dans neuf régions différentes en fonction de la pseudorapidité du candidat afin de pouvoir respecter les critères de fréquence de la chaîne de déclenchement tout en fournissant une très bonne efficacité et une réjection correcte du bruit de fond (c.f. section 5.4.3).

La sélection *tight* est optimisée pour fournir une réjection efficace d'un bruit de fond assez particulier, les π^0 isolés. Les π^0 se désintègrent en deux photons ($\pi^0 \to \gamma\gamma$) dans environ 99 % des cas. Avec une impulsion transverse élevée, la séparation angulaire entre les deux photons est très faible et le dépôt d'énergie dans le calorimètre devient similaire à celui d'un photon. A la différence de la sélection *loose*, la sélection *tight* utilise le premier *sampling* du calorimètre électromagnétique. Sa segmentation fine permet de développer une stratégie d'identification basée sur la distinction de deux maxima d'énergie caractéristiques du dépôt d'un $\pi^0 \to \gamma\gamma$. La figure 5.11 illustre la différence observée dans le calorimètre d'ATLAS entre les gerbes d'un photon et d'un π^0.



(a) Candidat photon (b) Candidat π^0

FIGURE 5.11 – Illustration de la gerbe électromagnétique d'un candidat photon qui passe les coupures *tight* et celle d'un candidat π^0 qui passe les coupures *loose* et qui échoue à passer les coupures *tight*.

La figure 5.12 compare la distribution des variables de gerbes entre des vrais photons et des jets de particules reconstruits comme des photons. Les variables de la première ligne sont utilisées dans les sélections *loose* et *tight*, les variables des deux lignes suivantes sont les variables du premier *sampling* utilisées uniquement pour la sélection *tight*. Cette figure montre qu'aucune variable n'a un pouvoir discriminant très fort. Pour atteindre une réjection acceptable, des critères de sélections combinées doivent être appliqués sur toutes les variables.

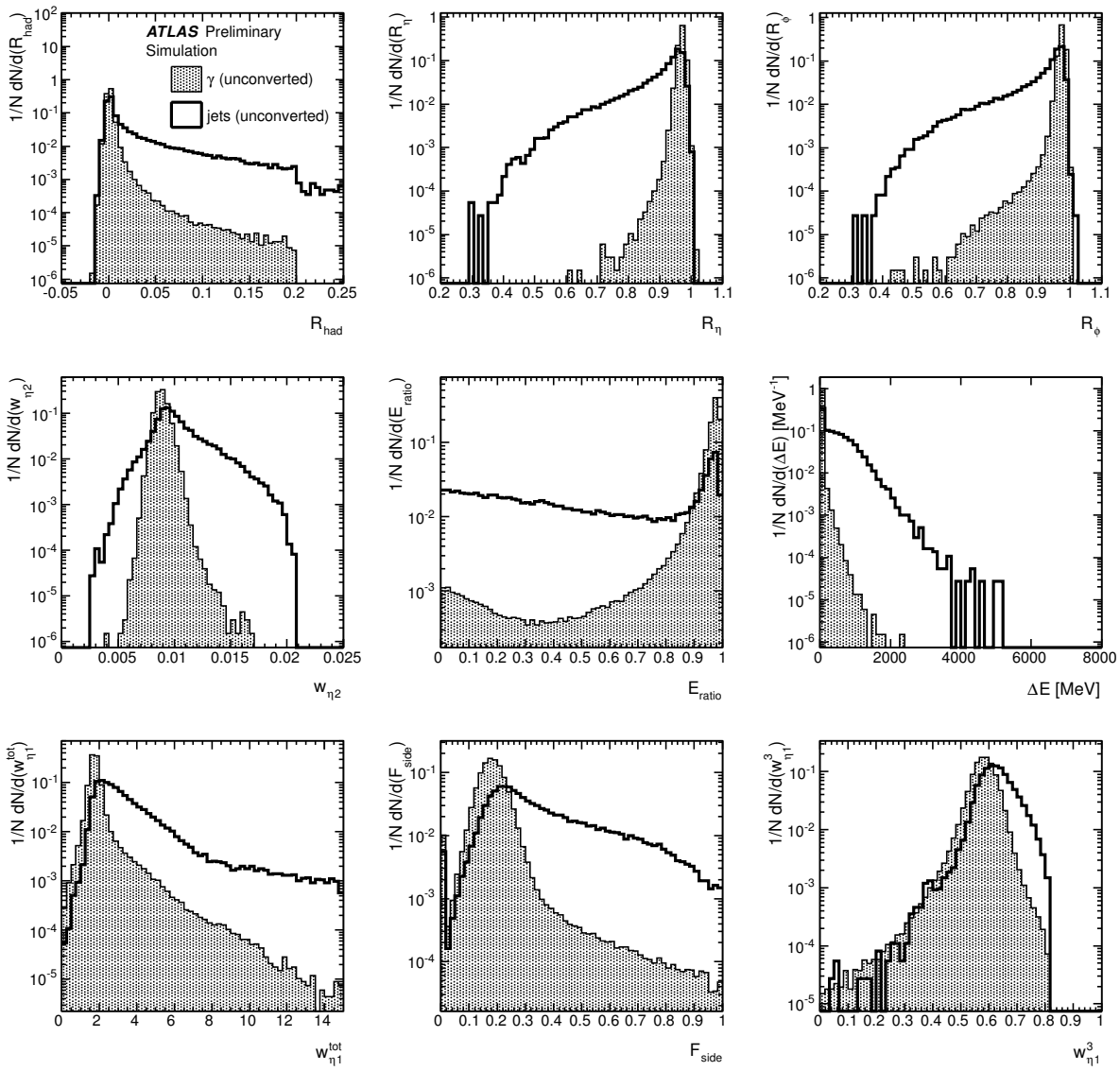


FIGURE 5.12 – Distributions normalisées des variables discriminantes du calorimètre électromagnétique pour de vrais photons et des jets de particules reconstruits comme des photons non convertis avec $E_T > 20\,\text{GeV}$ dans la région $0 < |\eta| < 0.6$.

5.4.3 Performances de l'identification

5.4.3.1 Performances attendues

Les performances attendues du détecteur ATLAS en termes d'identification des photons et de réjection des jets de particules sont décrites dans la référence [125]. Dans cette référence, les performances sont évaluées avec des simulations de processus physiques (production de photon direct, $H \to \gamma\gamma$, production de jets de particules et $G \to \gamma\gamma$) qui couvrent une large gamme d'impulsion transverse.

L'efficacité de l'identification est définie par l'équation suivante :

$$\epsilon_{id} = \frac{N_\gamma^{reco,select}}{N_\gamma^{reco}}, \tag{5.12}$$

avec N_γ^{reco} le nombre de photons reconstruits avec une impulsion transverse supérieure à un certain seuil et $N_\gamma^{reco,select}$ le nombre de photons parmi N_γ^{vrai} satisfaisant les critères de sélection. On peut également définir l'efficacité de reconstruction et identification à l'aide de l'équation suivante :

$$\epsilon_{tot} = \frac{N_\gamma^{reco,select}}{N_\gamma^{vrai}} = \underbrace{\frac{N_\gamma^{reco,select}}{N_\gamma^{reco}}}_{=\epsilon_{id}} \times \underbrace{\frac{N_\gamma^{reco}}{N_\gamma^{vrai}}}_{=\epsilon_{reco}}, \tag{5.13}$$

avec N_γ^{vrai} le nombre de vrais photons avec une impulsion transverse supérieure à un certain seuil et ϵ_{reco} l'efficacité de reconstruction des photons.

La table 5.6 résume l'efficacité ϵ_{tot} des sélections *loose* et *tight* pour des photons provenant d'un échantillon d'événements γ + jet ou d'un échantillon d'événements $H \to \gamma\gamma$ ou d'un échantillon d'événements $G \to \gamma\gamma$ avec m_G=300 GeV. En utilisant les informations enregistrées dans les simulations au cours de la propagation des particules dans le détecteur, cette efficacité peut être calculée séparément pour les photons convertis et non convertis.

		efficacité de la sélection *loose* (%)			efficacité de la sélection *tight* (%)		
		tous	non convertis	convertis	tous	non convertis	convertis
γ + jet	$E_T > 20$ GeV	95.45 ± 0.01	97.80 ± 0.01	91.73 ± 0.01	82.88 ± 0.02	85.04 ± 0.03	79.44 ± 0.04
	$E_T > 25$ GeV	95.96 ± 0.01	98.08 ± 0.01	92.58 ± 0.03	85.31 ± 0.02	87.16 ± 0.03	82.35 ± 0.04
	$E_T > 40$ GeV	96.37 ± 0.02	98.40 ± 0.02	93.17 ± 0.04	89.21 ± 0.03	90.76 ± 0.04	86.76 ± 0.05
$H \to \gamma\gamma$	$E_T > 20$ GeV	96.15 ± 0.05	97.93 ± 0.04	93.00 ± 0.10	88.45 ± 0.08	89.81 ± 0.09	86.05 ± 0.14
	$E_T > 25$ GeV	96.25 ± 0.05	97.99 ± 0.04	93.16 ± 0.10	88.92 ± 0.08	90.22 ± 0.09	86.61 ± 0.14
	$E_T > 40$ GeV	96.46 ± 0.05	98.16 ± 0.04	93.42 ± 0.11	90.06 ± 0.08	91.27 ± 0.09	87.92 ± 0.14
$G \to \gamma\gamma$	$E_T > 100$ GeV	95.91 ± 0.01	97.70 ± 0.01	92.55 ± 0.01	90.89 ± 0.01	91.73 ± 0.01	89.29 ± 0.01

TABLE 5.6 – Efficacités attendues d'identification et de reconstruction (ϵ_{tot}) des photons pour les sélections *loose* et *tight*.

La réjection (R) des jets est calculée à partir d'un échantillon de simulation filtré de jets. Elle est ensuite renormalisée par rapport au nombre de vrai jets attendus dans le détecteur. Son expression est donnée par la formule suivante :

$$R = \frac{N_{jet}}{N_\gamma^{faux}} \frac{N_1}{N_2} \frac{1}{\epsilon_{filtre}}. \tag{5.14}$$

N_γ^{faux} est le nombre de faux photons reconstruits à partir de l'échantillon filtré. N_1 est le nombre d'événements générés dans l'échantillon filtré. N_2 est le nombre d'événements générés dans l'échantillon de normalisation, c'est à dire l'échantillon de jets sans le filtre. N_{jet} est le nombre de jets reconstruits dans l'échantillon de normalisation. Enfin ϵ_{filtre} est l'efficacité du filtre appliqué lors de la génération de l'échantillon filtré. Par cette définition, une réjection de 1000 signifie que sur 1000 jets produits dans le détecteur, un seul a été reconstruit et mal identifié comme un photon. La table 5.7 résume les réjections obtenues par les sélections *loose* et *tight* pour différents seuils sur l'impulsion transverse du jet.

	réjection *loose*	réjection *tight*
$E_T > 20\,GeV$	898 ± 4	4780 ± 40
$E_T > 25\,GeV$	1030 ± 6	5290 ± 70
$E_T > 40\,GeV$	940 ± 10	5100 ± 200

TABLE 5.7 – Réjection attendue des jets pour les sélections *loose* et *tight*.

5.4.3.2 Mesure de l'efficacité de la sélection *tight* dans les données

Au début de la prise de données, il était impossible d'obtenir un lot de photons suffisament abondant et pur pour pouvoir évaluer l'efficacité de la sélection *tight*. L'évaluation de cette efficacité reposait donc sur les simulations. Cependant une comparaison des variables discriminantes entre données et simulations a pu être effectuée. Les échantillons simulés comportaient les principaux processus du Modèle Standard de production QCD de photons et de jets. Chaque variable discriminante a ensuite été corrigée pour tenir compte de la différence moyenne entre les données et la simulation. Cette correction a été dénommée *Fudge-Factor*. Une fois les *Fudge-Factors* appliqués, l'efficacité de l'identification a été évaluée dans des échantillons de simulation de processus impliquant des photons tels que la production d'un photon en association avec un jet ou la production diphoton dans le contexte du Modèle Standard.

Avec la quantité de données récoltées en 2011, des mesures de l'efficacité de la sélection *tight* ont pu être effectuées [131] dans les données. Ces mesures ont ainsi permis de vérifier les prédictions obtenues par les simulations. Trois méthodes complémentaires ont été développées :

— La première méthode consiste à utiliser un lot de photons purs. Ces photons sont émis lors de la production d'un boson Z. Cette méthode permet de fournir une mesure précise de l'efficacité pour des photons de faible impulsion transverse, p_T^γ est dans l'intervalle [15,40] GeV ;

— La seconde méthode consiste à utiliser les électrons de la désintégration du Z. Les variables discriminantes mesurées pour les électrons sont ensuite transformées en une mesure valide pour les photons. Cette transformation est directe pour les photons convertis puisque la gerbe déposée par un électron est très similaire à celle déposée par une paire électron-positron très collimatée. Par contre, pour les photons non-convertis, la transformation est plus importante et repose donc plus fortement sur la simulation. L'incertitude systématique associée à la méthode est donc plus grande. Cette méthode fournit une mesure de l'efficacité pour des photons d'impulsion transverse moyenne, p_T^γ est dans l'intervalle [15,80] GeV ;

— La troisième méthode, nommée méthode de la matrice, utilise l'isolation des traces pour extraire la pureté de l'échantillon considéré avant et après avoir appliqué la sélection *tight*. Ainsi une mesure de l'efficacité est obtenue en effectuant le rapport des puretés. Cette méthode permet de couvrir une gamme d'impulsions transverses plus grande, p_T^γ est dans l'intervalle [15,300] GeV.

Les résultats obtenus par chacune des trois méthodes détaillées ont ensuite été combinées. La figure 5.13 fournit une comparaison entre la mesure à partir des données et d'une part la simulation nominale et d'autre part la simulation corrigée par les *Fudge-Factors*. Des différences entre données et simulations apparaissent à faible impulsion transverse ($p_T^\gamma < 40$ GeV) alors que les mesures à partir des données et l'estimation dans la simulation (corrigée ou pas) convergent vers la même valeur aux grandes impulsions transverses ($p_T^\gamma >100$ GeV).

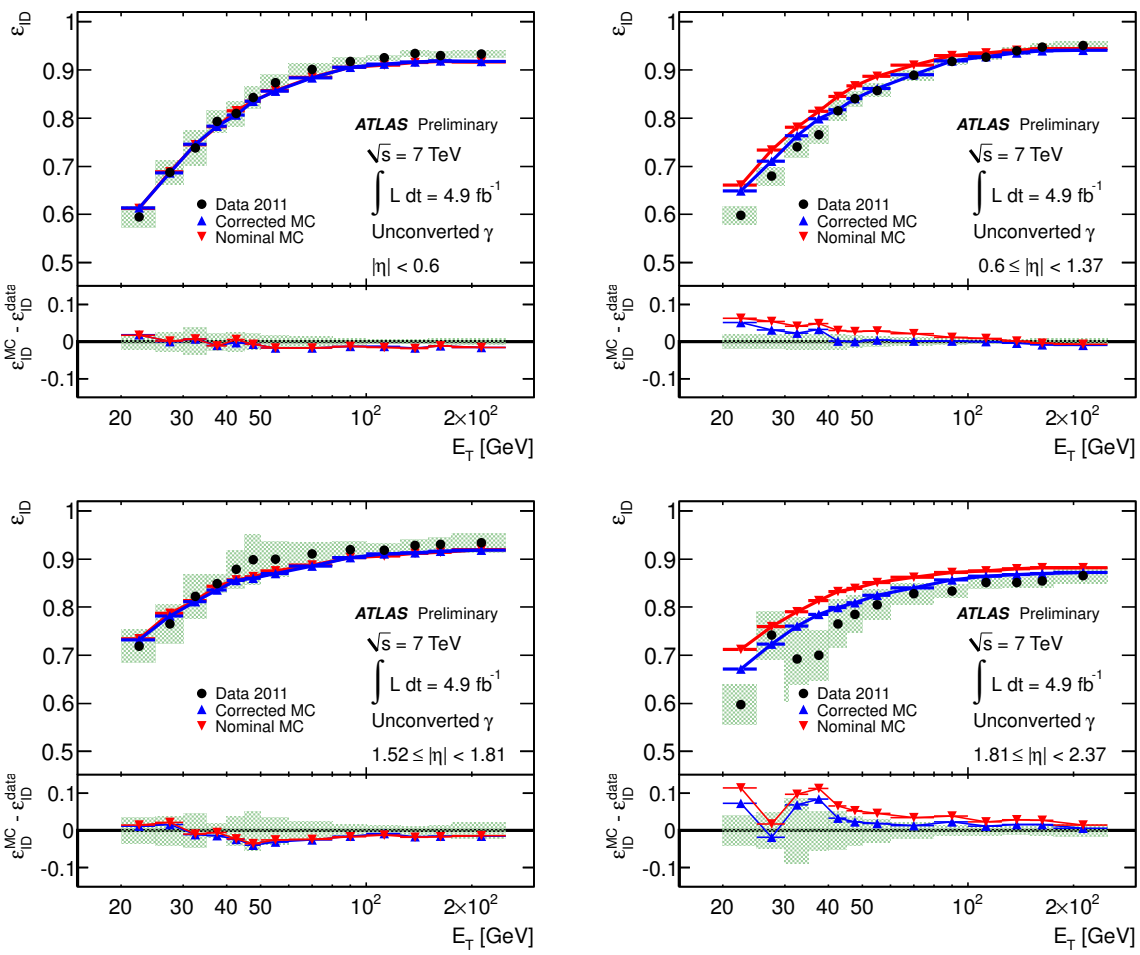
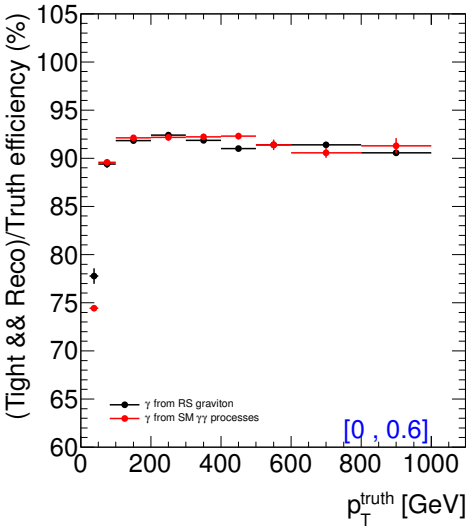


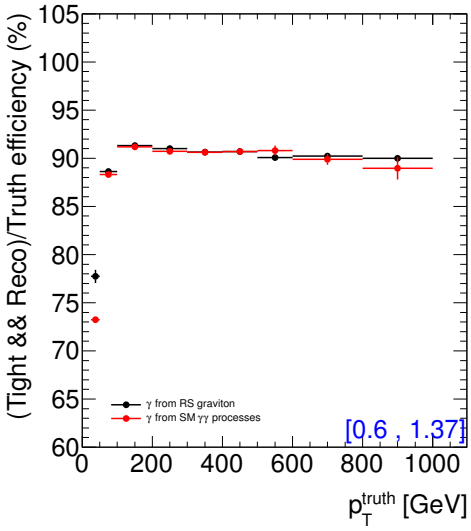
FIGURE 5.13 – Comparaison de l'efficacité de l'identification des photons non-convertis entre les prédictions des simulations nominales (*Nominal MC*) et celles corrigées par les *Fudge-Factors* (*Corrected MC*) et la mesure avec les données. La comparaison est presentée dans quatre régions en $|\eta|$ couvrant des impulsions transverses de 15 GeV à 300 GeV.

Dans le cadre des recherches exotiques à très hautes énergies, les photons sont produits à des énergies bien supérieures à celles de l'étude menée dans la référence [131]. Cette étude montre que la mesure de l'efficacité de l'identification peut être effectuée dans les simulations avec une précision allant de 10 % à quelques % en fonction de la pseudorapidité et de l'impulsion transverse du photon. De plus les différences entre la simulation et les mesures dans les données diminuent à grande impulsion transverse.

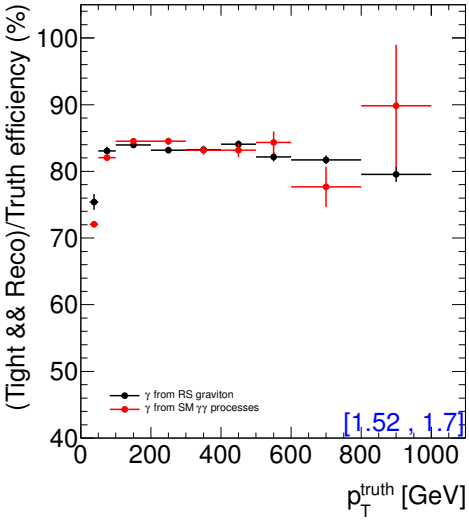
Un dernier point à vérifier est le comportement des variables d'identification à très haute impulsion transverse (jusqu'à $p_T^\gamma = 1000$ GeV). La figure 5.14 indique que l'efficacité d'identification est raisonnablement constante jusqu'à des impulsions transverse de ≈ 1000 GeV. Ce comportement est attendu car les variables utilisées dans la sélection *tight* sont, pour la plupart, définies comme des rapports de deux énergies, rendant leur comportement peu dépendant de l'énergie de la particule considérée.



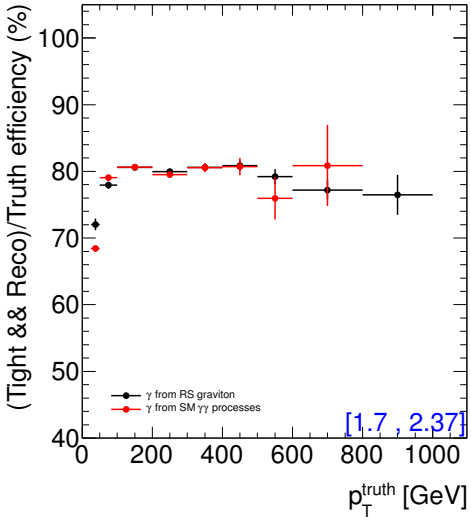
(a) $0 < |\eta| < 0.6$



(b) $0.6 < |\eta| < 1.37$



(c) $1.52 < |\eta| < 1.7$



(d) $1.7 < |\eta| < 2.37$

FIGURE 5.14 – Efficacité d'identification en fonction de l'impulsion transverse du photon dans quatre régions en $|\eta|$. L' efficacité est representée en noir pour des photons d'un échantillon de simulation de photons de gravitons de Randall-Sundrum et en rouge pour des photons d'un échantillon de simulation de photons des processus diphoton du Modèle Standard.

5.4.4 Effets d'empilement

Les effets d'empilement (*pile-up*) dans le détecteur impactent l'identification des photons. En présence de multiple collisions dans le détecteur, les dépôts d'énergie provenant de sources différentes s'ajoutent dans les calorimètres. Ce phénomène rend la mesure des propriétés de la gerbe électromagnétique moins précise et affecte donc l'efficacité de l'identification des photons. Les sélections *loose* et *tight* ont été optimisées au cours de la prise de données en fonction des changements de la taille des paquets de protons ainsi que de la structure des trains de faisceaux dans l'accélerateur. La figure 5.15 illustre la dépendance de l'efficacité d'identification avec le nombre de vertex primaires dans la collisions (N_{PV}). Cette dépendance est assez prononcée pour les régions à grand $|\eta|$. Toutefois la simulation reproduit correctement cette dépendance.

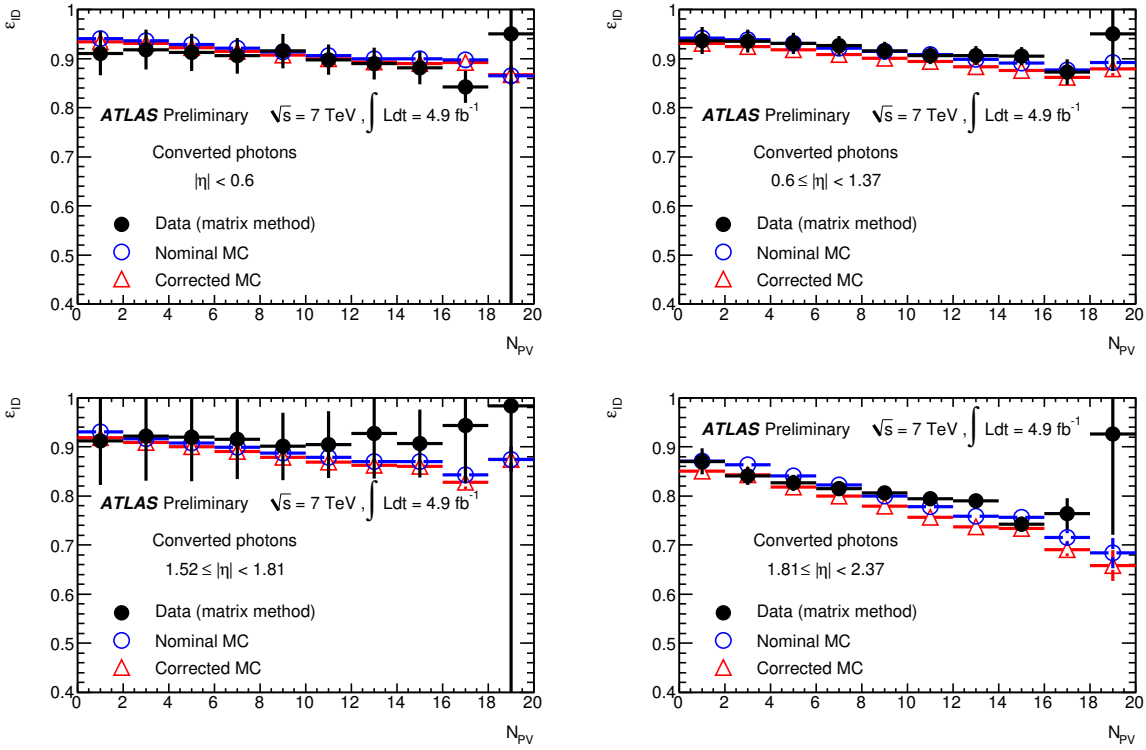


FIGURE 5.15 – Efficacité de l'identification des photons en fonction du nombre de vertex primaires dans quatre régions en $|\eta|$. Les données (points noirs) sont comparées aux simulations nominales (*Nominal MC*, cercles bleus) et corrigées par les *Fudge-Factors* (*Corrected MC*, triangles rouges).

5.5 Isolation

Isoler une particule signifie s'intéresser à l'activité autour d'elle. D'un point de vue expérimental, cette activité peut se traduire par l'étude du dépôt énergétique autour du *cluster* dans les calorimètres ou bien par celle des traces autour de la direction de la particule incidente dans le détecteur interne. Un jet de particules ou un photon issu d'un processus de fragmentation présentera en moyenne une activité plus importante autour du *cluster* qu'un photon direct émis par exemple par un graviton ce qui rend l'isolation cruciale pour la réduction de ce type de bruit de fond.

Dans le cadre des analyses exotiques diphoton, nous considérons uniquement les isolations basées sur les calorimètres. On distingue deux types de variables : *EtConeXX* et *TopoEtConeXX* dont les performances sont détaillées dans les références [132] et [133] respectivement. Pour résumer :

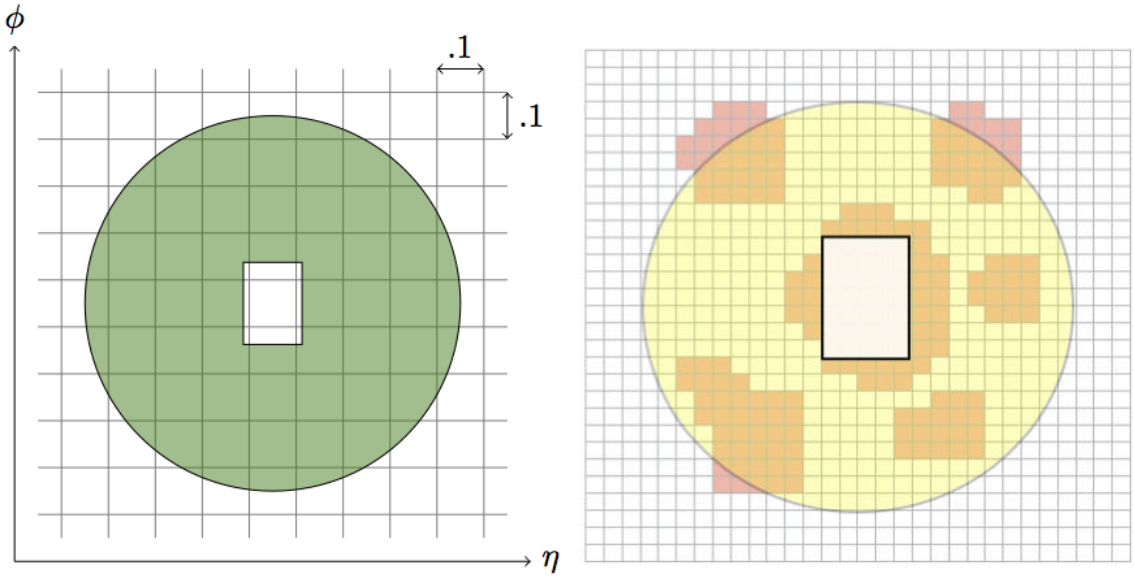
— les variables *EtconeXX* se définissent comme l'énergie transverse récoltée dans toutes les cellules des calorimètres hadroniques et électromagnétiques contenues dans un cône centré sur le barycentre du *cluster* et de rayon $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$. Le rayon du cône ($R = XX/100$) peut prendre les valeurs 0.2, 0.3 ou 0.4. L'énergie des 5×7 cellules centrales est soustraite pour déduire la contribution du candidat photon lui-même. Aucune suppression de bruit n'est appliquée dans le calcul de cette isolation. Un schéma des cellules sommées est donné sur la figure 5.16(a) ;

— les variables *TopoEtconeXX* ont une définition très semblable aux variables *EtconeXX*. Cependant, dans ce cas, seules les cellules appartenant à des *clusters* topologiques sont utilisées. Ces *clusters* sont formés avec un algorithme topologique (c.f. section 5.2.2) décrit dans la référence [124]. L'isolation finale est calculée en sommant les *clusters* avec une énergie transverse positive et avec un barycentre dans le cône. Un schéma des cellules sommées est donné sur la figure 5.16(b). Cette procédure implique une suppression du bruit calorimétrique ce qui confère à ces variables une plus grande robustesse aux effets d'empilement que les variables *EtconeXX*. Ces variables ont été développées pour lutter contre les effets d'empilement beaucoup plus importants en 2012 qu'en 2011.

Dans un cadre idéal, une variable d'isolation inclurait uniquement les contributions des particules du processus primaire. Cependant dans le contexte d'un collisionneur hadronique, d'autres effets entrent en compte. Ces effets incluent notamment le bruit du calorimètre, la fuite latérale du *cluster* ainsi que les contributions des autres interactions venant du même croisement de faisceaux ou des précédents. Les variables *EtConeXX* et *TopoEtConeXX* doivent être corrigées pour tenir compte de ces effets.

5.5.1 Fuite latérale

Les variables *EtConeXX* et *TopoEtConeXX* excluent les cellules comprises dans un rectangle central autour du barycentre du *cluster*. Cette approche permet de retirer environ 95 % de l'énergie déposée par le photon. Cependant les quelques ≈5 % fuyant la région centrale sont absorbés dans le calcul de l'isolation. Pour étudier précisement cet effet, des simulations de particules uniques sont utilisées. Il s'agit de lots de photons ou d'électrons ayant une impulsion transverse fixée. Ainsi la distribution des variables d'isolation peut-être étudiée en fonction de l'énergie transverse, de la pseudorapidité et de la nature du photon qui est converti ou non. Le pic de cette distribution est obtenu par un ajustement d'une densité de probabilité *Crystal-Ball*. Enfin l'évolution du pic de la distribution en fonction de l'impulsion transverse est étudiée dans neuf régions différentes de $|\eta|$ séparément pour les photons convertis et non convertis. La position du pic varie d'environ 1-2 GeV pour une variation d'impulsion transverse de 100 GeV en fonction de la pseudorapidité et du statut de conversion du photon. Cette dépendance est



(a) Isolation standard

(b) Isolation topologique

FIGURE 5.16 – Schéma de principe du calcul des variables d'isolation. Dans le cas de l'isolation standard (a), toutes les cellules du cône sont utilisées alors que dans le cas de l'isolation topologique (b), seules les cellules appartenant aux *clusters* topologiques (en rose sur la figure) sont utilisées.

paramétrée et une correction *corr* est appliquée aux variables *EtConeXX* et *TopoEtConeXX*. Cette correction peut s'exprimer selon l'équation suivante :

$$corr(p_T^\gamma, |\eta^\gamma|, type\,de\,conversion) = a(|\eta^\gamma|, type\,de\,conversion) \cdot p_T^\gamma + b(|\eta^\gamma|, type\,de\,conversion) \tag{5.15}$$

5.5.2 Empilement et événements sous-jacent

Après avoir corrigé la variable d'isolation pour tenir compte des effets de fuites latérales, des effets supplémentaires liés à l'environnement de la collision doivent être pris en compte. Ces effets viennent tout d'abord du phénomène d'empilement dû à des collisions dans le même croisement de faisceaux (empilement en temps) ou bien alors à des dépôts dans le calorimètre issus des croisements de faisceaux précédents (empilement hors temps). Une contribution de l'événement sous-jacent est aussi à prendre en compte. Pour apporter les corrections aux variables d'isolation, une première méthode, très similaire à la correction pour la fuite latérale du *cluster*, consiste à étudier la dépendance de l'isolation par rapport à des variables caractéristiques telles que le nombre de vertex primaires (N_{PV}) ou encore le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux $< \mu >$ (c.f. chapitre 4). Cette méthode présente l'avantage d'être assez simple mais aussi l'inconvénient de n'être qu'une estimation moyennée qui ne prend pas en compte les fluctuations événement par événement ainsi que la présence de l'événement sous-jacent (c.f. chapitre 3).

Une seconde méthode, appelée Méthode des « *Jet-Area* », permet d'évaluer événement par événement, la densité d'énergie d'ambiance déposée dans le détecteur. Cette méthode est utilisée dans le cadre de l'analyse diphoton comme pour de nombreuses autres analyses impliquant des photons telles que la recherche du Higgs dans le canal diphoton [6], la mesure de la section

efficace de production d'un photon prompt [134] ou encore la mesure de la section efficace de production diphoton [135].

Elle repose sur les techniques décrites dans la référence [136]. On utilise la distribution de la densité d'énergie des jets de particules de faible impulsion transverse dans l'événement pour estimer la densité d'énergie d'ambiance de cet événement. Cette énergie d'ambiance prend en compte à la fois les effets d'empilement et de l'événement sous-jacent. Tout d'abord des jets de particules sont reconstruits dans l'événement avec un algorithme de K_t [137, 138] de rayon $R = 0.5$. Pour chaque jet, j, on associe une région active (*jet-area*) [139], définie par sa surface A_j. Lors de la formation du jet, il est nécessaire d'introduire des particules fantômes (*ghost particles*) avec une impulsion transverse négligeable ($\approx 10^{-100}$ GeV) pour rendre le calcul des propriétés du jet insensible aux divergences à faible énergie. Dans la méthode des « *Jet-Area* », une grande quantité de particules fantômes est ajoutée si bien que la surface du jet, A_j est alors proportionnelle au nombre de particules fantômes. Puis on définit l'énergie d'ambiance de l'événement, ρ en prenant la médiane de la distribution de p_{tj}/A_j sur l'ensemble des jets de particules de l'événement :

$$\rho = \underset{j \in jets}{median} \left[\left(\frac{p_{tj}}{A_j} \right) \right]. \tag{5.16}$$

Finalement la correction appliquée à la variable d'isolation correspond à la fraction de l'énergie d'ambiance déposée dans le cône d'isolation. Cette correction est calculée comme le produit de l'acceptance géométrique du cône d'isolation soustrait de la contribution du *cluster* A_c et de l'énergie d'ambiance ρ selon l'equation suivante :

$$corr_{ambiance} = A_c \times \rho = (\pi R^2 - \underbrace{5 \times 7 \times 0.025 \times \pi/128}_{\text{contribution du } cluster}) \times \rho \tag{5.17}$$

avec R la taille du cône d'isolation (0.2, 0.3 ou 0.4). La figure 5.17 illustre la distribution du produit $A_c \times \rho$ dans des événements $Z \to e^+e^-$ pour les données de 2011 et plusieurs générateurs Monte-Carlo (Pythia, Sherpa et Powheg+Pythia). Les trois générateurs sont en bon accord avec les données.

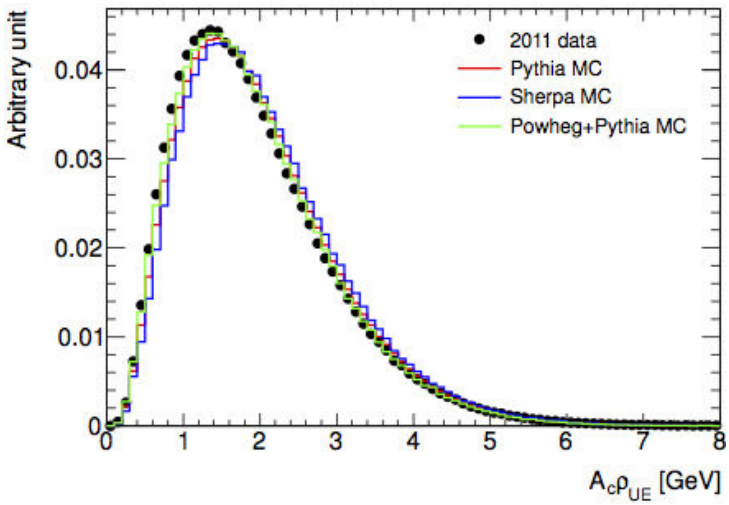
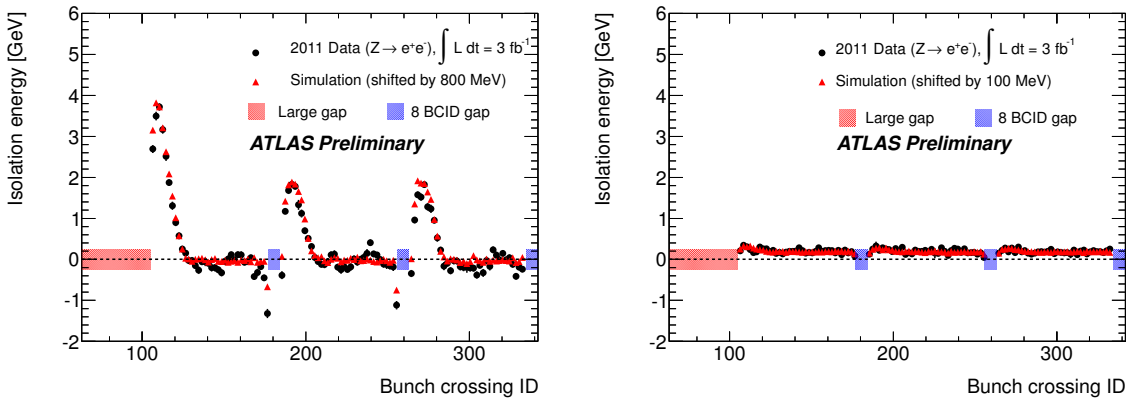


FIGURE 5.17 – Distribution du produit $A_c \times \rho$ pour des événements $Z \to e^+e^-$ dans les données (points noirs) et avec trois générateurs Monte-Carlo (lignes continues).

5.5.3 Dépendance à l'empilement

Malgré l'application des corrections décrites dans la section 5.5.2, les variables d'isolation de type *EtConeXX* possèdent toujours une dépendance résiduelle à l'effet d'empilement. Cette dépendance est largement atténuée dans les variables *TopoEtConeXX* comme illustré sur la figure 5.18. La valeur moyenne de l'isolation est calculée dans les événements $Z \rightarrow e^+e^-$ en fonction de la position dans le train des paquets de protons dont la collision est issue. La figure 5.18(a) correspond à l'isolation standard. La structure observée est une conséquence directe de la forme du signal récolté dans les cellules à argon liquide (c.f. figure 5.3) associé à la structure des faisceaux du LHC (c.f. chapitre 4). Au début du train, les interférences constructives avec les paquets précédents augmentent la valeur moyenne de l'énergie d'isolation. Après douze croisements de paquets, les contributions des croisements précédents s'annulent et la valeur moyenne de l'isolation reste stable. A l'approche du gap de huit croisements vides, l'énergie déposée dans les croisements de faisceaux qui précédent la collision apporte une contribution négative qui ne peut être compensée par les croisements de faisceaux juste après la collision (pendant les ≈50 ns d'intégration de charge du calorimètre) car ceux-ci sont vides. L'annulation n'est donc plus complète et la valeur moyenne de l'isolation est négative. Le phénomène opposé a lieu après le gap où seules les contributions positives sont comptabilisées. La forme de la distribution après chaque gap est similaire à la forme du signal récolté dans les cellules d'argon liquide (c.f. section 5.3.1). Ce comportement est essentiellement dû au fait que les variables d'isolation *EtConeXX* sont calculées sans suppression du bruit calorimétrique alors que la correction basée sur la méthode des *Jet-Area* l'y inclue. Ce phénomène est largement atténué pour les variables *TopoEtConeXX* puisqu'une suppression du bruit est appliquée lors de la formation des *clusters* topologiques entrant dans le calcul de l'isolation.



(a) Isolation standard

(b) Isolation topologique

FIGURE 5.18 – Isolation moyenne en fonction de la position du paquet dans un train de faisceau (*Bunch Crossing ID*) dans les données (points noir) et dans un échantillon de simulation $Z \rightarrow e^+e^-$ (triangles rouges). La figure 5.18(a) correspond à l'isolation standard et la figure 5.18(b) correspond à l'isolation topologique. La modélisation des distributions d'isolation dans les simulations étant imparfaite, un décalage de 800 MeV et de 100 MeV est appliqué respectivement pour l'isolation standard et l'isolation topologique.

Une autre comparaison des performances des deux variables est présentée sur la figure 5.19. Cette comparaison est effectuée dans le contexte de l'analyse diphoton avec les données de 2012. L'étude porte sur les photons passant la sélection de l'analyse (c.f. chapitre 7) à l'exception

de la coupure d'isolation. Les variables *EtCone40* et *TopoEtCone40* sont comparées entre un échantillon de simulation d'événements diphoton du Modèle Standard et les données. Dans la simulation, les variables d'isolation sont ajustées avec une densité de probabilité *Crystal-Ball*. Dans les données, une soustraction du bruit de fond (jets) est effectuée puis un ajustement est également réalisé. La technique de soustraction du bruit de fond est décrite dans le chapitre 7. La figure 5.19 illustre l'évolution du pic de la distribution ajustée avec une *Crystal-Ball* en fonction du nombre de vertex primaires. Comme dans la figure 5.18 on observe une forte sensibilité de *EtCone40* aux phénomènes d'empilement. Cette dépendance est largement atténuée dans la variable *TopoEtCone40*. On note également sur la figure 5.19 un écart de l'ordre de $\approx$1 GeV entre données et simulations pour *EtCone40* alors que cet écart est beaucoup plus faible pour *TopoEtCone40*. Enfin il est à noter que cette dépendance aux phénomènes d'empilement est bien décrite dans les échantillons de simulations.

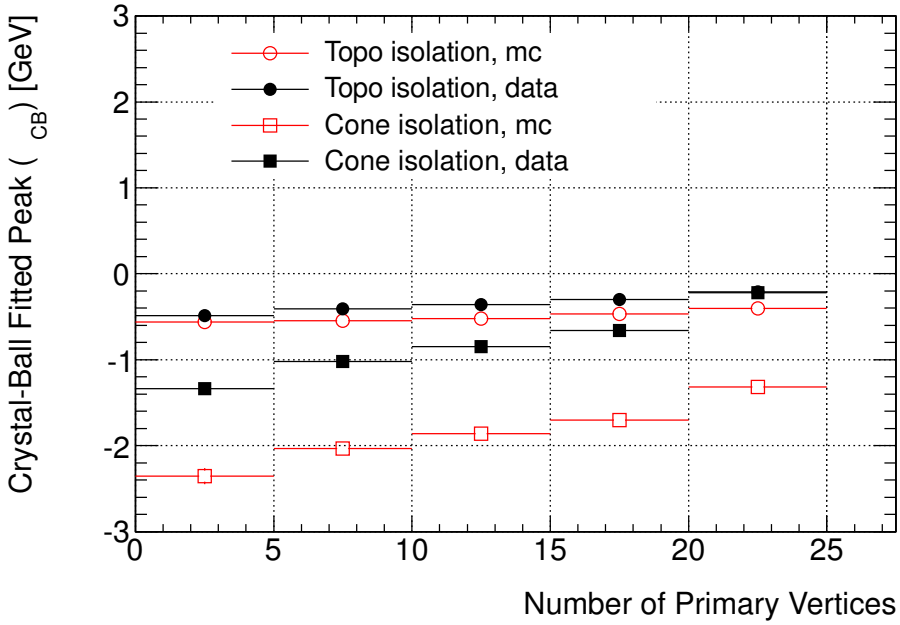


FIGURE 5.19 – Evolution du pic (*peak*) de la distribution d'isolation en fonction du nombre de vertex primaires (*Number of Primary Vertices*). La figure montre une comparaison entre les données et les simulations pour les variables *EtCone40* et *TopoEtCone40* dans le contexte de l'analyse diphoton avec les données de 2012. Les carrés (ronds) pleins et noirs représentent les données pour la variables *EtCone40* (*TopoEtCone40*) alors que les carrés (ronds) vides et rouges représentent la simulation Monte-Carlo pour la variable *EtCone40* (*TopoEtCone40*).

5.5.4 Dépendance à l'impulsion transverse du photon

Dans le cadre des recherches exotiques à très hautes énergies, les photons sont produits avec des impulsions transverses très supérieures à celles des électrons du Z, qui constituent l'échantillon principal des analyses de performances des variables *EtConeXX* et *TopoEtConeXX*. Dans le contexte de l'isolation, la différence principale réside dans le comportement des fuites latérales. Ces fuites dépendent fortement de l'impulsion transverse de la particule. Dans le contexte de l'analyse diphoton avec les données 2011, la variable *EtCone40* a été utilisée pour isoler les deux photons de plus haut p_T sélectionnés dans chaque événement. La figure 5.20 illustre

l'efficacité de la sélection d'isolation en fonction du p_T du photon. Cette efficacité se définit comme le rapport entre le nombre de photons passant la coupure d'isolation et le nombre de photons passant l'identification *tight*. On note tout d'abord que l'ajout d'un critère de sélection sur l'isolation induit une perte d'efficacité de quelques pourcents. De plus une perte d'efficacité en fonction de l'impulsion transverse du photon est observée. Cette perte a été évaluée à $\approx$5 % par TeV avec une faible dépendance en fonction de la pseudorapidité du photon.

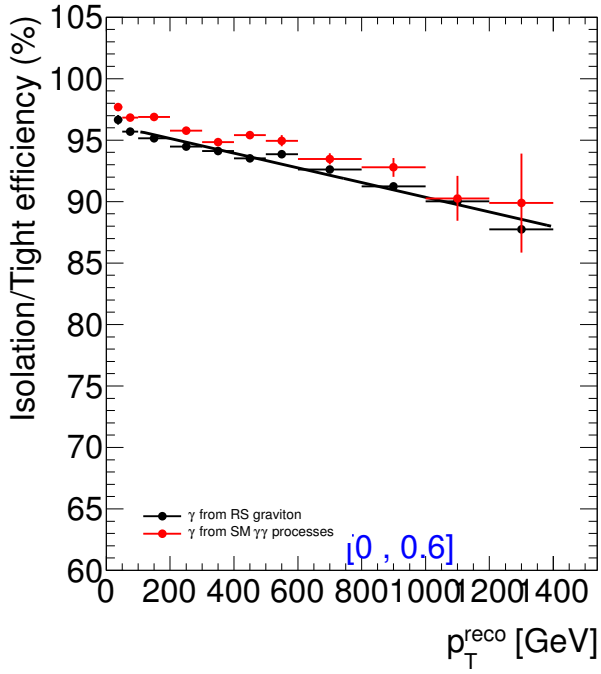


FIGURE 5.20 – Efficacité de la coupure d'isolation en fonction de l'impulsion transverse (p_T^{reco} sur la figure) du photon pour des photons avec $|\eta| \in [0.0.6]$. Les points rouges représentent la simulation de photons de processus diphoton du Modèle Standard alors que les points noirs représentent des photons de processus gravitons de RS. Un ajustement linéaire est superposé à la prédiction du modèle RS.

La figure 5.21 montre l'évolution du pic de la distribution d'isolation en fonction de l'impulsion transverse du photon dans les données et dans les échantillons de simulation des processus de production directe d'événements diphoton. Pour des impulsions transverses supérieures à 500 GeV, *TopoEtCone40* présente une très forte dépendance avec le p_T du photon. Cette dépendance est liée au fait que les corrections ont été établies avec des échantillons de particules seules d'impulsion transverse allant de 7 GeV à 500 GeV et ensuite extrapolées linéairement à plus haut p_T. Des échantillons de photons et d'électrons avec un $p_T = 1000$ GeV ont été simulés et peuvent être utilisés pour réduire cette dépendance. Pour la variable *EtCone40*, on observe une dépendance plus faible, l'extrapolation linéaire donne des résultats plus satisfaisants.

Pour des impulsions transverse inférieures à 400 GeV, il est possible de comparer les simulations avec les données. Sur la figure 5.21, on note que la dépendance de l'isolation à l'impulsion transverse du photon est bien décrite dans les échantillons de simulations. Comme sur la figure 5.19, un écart de l'ordre de $\approx 1\,GeV$ est observé entre données et simulations pour *EtCone40*. Cet écart est beaucoup plus faible pour *TopoEtCone40*.

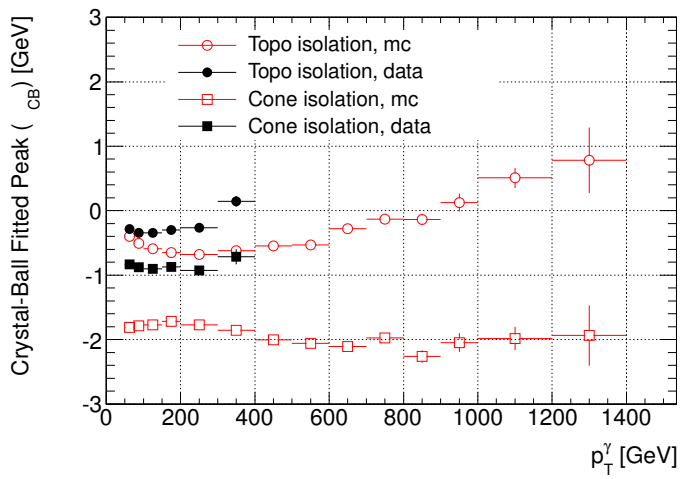
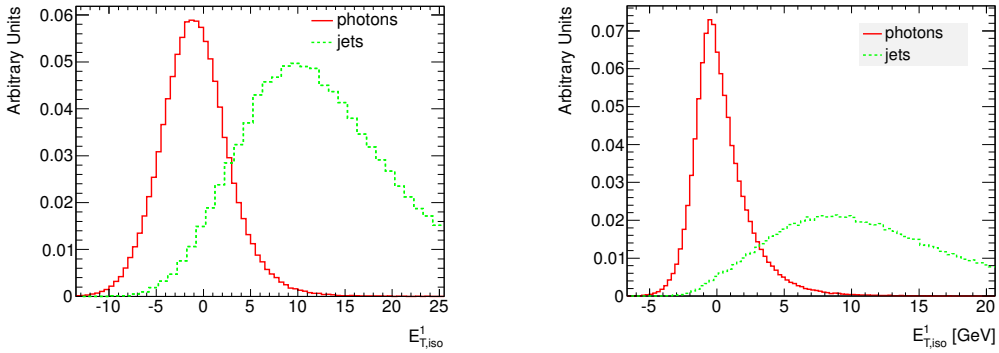


FIGURE 5.21 – Pic de la distribution d'isolation ajusté par une densité de probabilité *Crystal-Ball* en fonction du p_T du photon pour les données et pour des échantillons de photons de processus de production directe d'événements diphoton du Modèle Standard. Les carrés pleins (vides) représentent *EtCone40* pour les données (la simulation) et les ronds pleins (vides) représentent *TopoEtCone40* pour les données (la simulation).

5.5.5 Réjection des jets de particules

La figure 5.22(a) (5.22(b)) illustre la distribution de la variable *EtCone40* (*TopoEtCone40*) pour des photons passant la sélection de l'analyse diphoton hormis le critère d'isolation. La distribution en pointillés vert représente la forme de la distribution attendue pour les jets. Cette forme a été obtenue dans un échantillon de contrôle où les candidats photons ont dû satisfaire la sélection *loose* mais ont échoué la sélection *tight*. La distribution en ligne continue rouge représente la forme de la distribution attendue pour les photons. Elle a été obtenue dans des échantillons de simulations d'événements diphoton. Un décalage de 1 GeV (200 MeV) a été appliqué à la distribution *EtCone40* (*TopoEtCone40*) pour prendre en compte les différences entre données et simulations observées sur la figure 5.19. Les deux distributions ont des formes très différentes, ce qui confère à l'isolation un fort pouvoir de réjection des jets. Une coupure autour de 5 GeV permet de supprimer une grande partie des jets de particules tout en conservant la majorité des photons. Dans le chapitre 7, nous étudierons plus en détail, l'impact de l'isolation sur la réduction du bruit de fond issu des jets dans le contexte de l'analyse diphoton.



(a) Isolation standard

(b) Isolation topologique

FIGURE 5.22 – Comparaison de la forme de la distribution de l'isolation standard (a) et topologique (b) entre des photons et des jets.

5.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons abordé les différents aspects des performances d'ATLAS pour détecter les photons et en mesurer les différentes propriétés. Nous avons vu que le système de déclenchement du détecteur était totalement efficace pour enregistrer des événements dans la région d'intérêt pour notre analyse : les événements diphoton de très haute masse invariante. Nous avons ensuite abordé les différents aspects de la reconstruction des photons et de leur étalonnage en énergie. Enfin, nous avons discuté les outils à notre disposition pour identifier les photons et pour rejeter les jets de particules. L'analyse de la forme du dépôt d'énergie dans le calorimètre apporte une information précieuse pour identifier les photons et rejeter les jets de particules. En particulier, la fine segmentation du premier *sampling* du calorimètre est un outil performant pour lutter contre un bruit de fond particulier, les π^0 isolés. Enfin, nous avons vu que les variables d'isolation qui sont sensibles à de nombreux effets expérimentaux sont des outils puissants pour purifier les échantillons de photons. Dans le chapitre 7, nous discuterons l'utilisation des variables d'identification et d'isolation dans le contexte de l'analyse diphoton. Dans l'optique d'une étude d'objets de très grande impulsion transverse, une extrapolation des résultats obtenus avec les données est nécessaire. Dans ce contexte, les simulations Monte-Carlo sont un outil précieux pour estimer le comportement des variables discriminantes dans la région d'intérêt. Nous avons vu dans ce chapitre que les simulations reproduisent de façon satisfaisante les résultats observés dans les données.

6
Qualité des données

Sommaire

6.1 Introduction 103
6.2 Qualité des objets électromagnétiques 105
6.2.1 Objectif 105
6.2.2 Stratégie 106
6.3 Quelques exemples de pathologies 107
6.3.1 Procédure en 2010 107
6.3.2 Evolution de la prise de données de 2011 107
6.3.3 Impact du calorimètre hadronique dans les données de 2012 111
6.4 Traitement particulier des photons 113
6.4.1 Objectif 113
6.4.2 *LArCleaning* 113
6.4.3 Sélection des échantillons 114
6.4.4 Procédure de nettoyage 120
6.5 Conclusion 123

6.1 Introduction

Les données récoltées par ATLAS sont régulièrement contrôlées au cours de la prise et du traitement des données. La procédure consiste en un premier contrôle effectué pendant la prise de données puis un second après leur enregistrement.

Le premier contrôle (*online monitoring*) est effectué par les opérateurs (*detector shifters*) en temps réel sur une petite fraction des données dans la salle de contrôle de l'expérience. Au cours de cette étape, les opérateurs se concentrent principalement sur les problèmes compromettant le détecteur sans aucune chance que les données récoltées ne puissent être exploitées. Il s'agit par exemple d'un important décalage en temps du détecteur par rapport à l'horloge du LHC. Durant la prise de données, résoudre les problèmes de bruit dans les calorimètres est une tâche difficile. C'est pourquoi, tant que le taux de déclenchement du détecteur reste raisonnable, trouver les sources de bruits dans les calorimètres n'est pas une priorité au cours de cette étape. Dans

le cas contraire, la tour calorimétrique (c.f. section 4.2.6) affectée est désactivée ou le taux de déclenchement est limité manuellement (*prescale*).

Le second contrôle (*offline monitoring*) est effectué sur les données enregistrées. Les données d'ATLAS sont organisées en différents flots (*stream*). Chaque flot correspond à des données collectées avec une série de critères de déclenchements. Ces flots se répartissent en deux grandes catégories : les flots d'étalonnage du détecteur (*calibration streams*) et les flots de données pour les analyses de physique (*physics streams*). Les flots d'étalonnage fournissent des informations détaillées sur les conditions de la prise de données (luminosité, empilement, bruit électronique, position des vertex,...). Comme ces informations sont nécessaires au traitement des données provenant des flots de physique, les données enregistrées sur les flots d'étalonnage sont traitées rapidement (*express processing*) après le démarrage d'une période de prise de données (*run*). Les données enregistrées sur les flots de physique sont traitées 48 h après la fin de la période de prise de données. Cette période de 48 h, appelée *calibration loop*, est mise à profit par le groupe en charge de la qualité des données (*data quality group*) pour vérifier le statut des différents détecteurs et mettre à jour la base de données qui reflète ce statut.

De manière à déterminer la qualité des données enregistrées dans les calorimètres à argon liquide, on utilise les flots d'étalonnage suivants :

— le flot *Express stream* comprend une partie importante des données ($\approx$ 10-15 % du total). Ces données sont caractéristiques des chaînes de déclenchement les plus utilisées pour les analyses de physique ;

— le flot *CosmicCalo stream* contient des événements collectés dans les emplacements vides des trains du LHC (*empty bunch groups*) où aucune collision n'est attendue. Ce flot est utilisé pour contrôler le bruit du détecteur ainsi que le bruit de fond induit par les muons cosmiques et par le faisceau du LHC ;

— le flot *LArCells stream* contient des données de collisions où seule une partie des données enregistrées dans les calorimètres à argon liquide est traitée. Ainsi la taille des événements enregistrés est fortement réduite. Ceci permet de diminuer les seuils du système de déclenchement et donc d'augmenter significativement le pouvoir statistique des échantillons récoltés. Ces échantillons permettent d'effectuer des études précises comme par exemple l'extraction de la forme du signal dans chaque cellule du calorimètre à argon liquide ;

— le flot *LarCellsEmpty stream* utilise le même principe que le flot *LArCells stream* mais est dédié à l'étude des *empty bunch groups*. Le but de ce flot est de contrôler les conditions de bruit avec des seuils de déclenchement très faibles.

Les flots d'étalonnage contenant des événements de collision (*Express stream* et *LArCells stream*) sont utilisés pour identifier les problèmes de corruption des données, d'alignement en temps des détecteurs et les bouffées de bruits cohérents (*noise burst*). Les flots *CosmicCalo stream* et *LArCellsEmpty stream*, contenant des événements enregistrés en l'absence de collisions, sont utilisés pour identifier les problèmes isolés dans une ou quelques cellules du calorimètre. L'établissement de la qualité des données et la mise à jour de la base de données requise pour réparer les éventuels problèmes doivent être effectués dans les 48 h suivant la fin de la période de prise de données.

A chaque étape du traitement des données, chaque problème affectant la qualité des données est reporté dans une base de données. La façon la plus simple et flexible de tenir compte de la perte de données consiste à établir un statut d'anomalie (*defect*) à une fenêtre temporelle fixe (*Lumiblock*) de prise de données [140]. Pour les calorimètres à argon liquide, environ 150 anomalies ont été établies durant les prises de données effectuées en 2011 et 2012. Une anomalie peut se voir attribuer le statut de « **intolérable** » ce qui implique une rejet systématique des données enregistrées dans le *LumiBlock* ou un statut de « **tolérable** » qui signifie que les données

sont de bonne qualité : l'anomalie fournit simplement une information sur le statut du détecteur au moment où les données ont été enregistrées.

La liste des défauts est utilisée pour produire une liste de *LumiBlocks* déclarés bons pour l'analyse physique. Cette infrastructure est très efficace et permet de décrire et de correctement prendre en compte les pertes de données. De plus, elle est très flexible puiqu'une nouvelle liste de bons *LumiBlocks* peut être produite instantanément après avoir implémenté un nouveau défaut.

Cependant, cette infrastructure permet uniquement de décider si un *LumiBlock* est conservé ou non. Elle ne peut pas gérer efficacement les problèmes du détecteur qui ont une durée inférieure à la durée typique d'un *LumiBlock* (i.e. environ une minute). Pour réduire la perte de données liée à ce type de problèmes, une méthode complémentaire est utilisée. Un mot, nommé *status word*, contenant des informations sur le statut du détecteur est enregistré pour chaque événement. Puisque ce mot est enregistré dans les données des flots de physique pour chaque événement en lisant la base de données des défauts, sa définition (la liste des défauts qui le compose) doit être établie avant que ces données soient traitées, c'est à dire durant les 48 h de délai de la *calibration loop*. Cette méthode est donc moins flexible que l'approche des défauts mais elle permet de rejeter une plus petite quantité de données.

6.2 Qualité des objets électromagnétiques

6.2.1 Objectif

En suivant la même approche que le *status word*, un mot a également été calculé pour chaque *cluster* électromagnétique reconstruit dans les calorimètres à argon liquide. Ce mot, nommé *Object Quality*, permet de stocker une série d'informations sur le statut des cellules qui composent le *cluster*. Il permet de retirer des études physiques les *clusters* affectés par un problème très localisé dans le temps ou dans l'espace, tel qu'une cellule morte. Le mot *Object Quality* permet aussi de gérer de façon précise des problèmes sur une longue période qui n'affectent qu'une petite partie du calorimètre, tels le mauvais fonctionnement d'un câble haute tension ou de cartes d'acquisition frontales.

L'information stockée pour chaque *cluster* est un résumé des informations disponibles dans la base de données pour chaque cellule. On considère alors le *cluster* comme étant composé de deux parties distinctes : le cœur et les bords. Le cœur est constitué des cellules centrales ($\Delta\eta \times \Delta\phi = 3 \times 3$) du *cluster* situées dans le second *sampling*. Les bords sont consitués de l'ensemble des cellules du *cluster* qui ne sont pas dans le cœur. Enfin, on s'intéressera également aux cellules du *presampler* ainsi qu'aux cellules du calorimètre hadronique utilisées pour calculer les variables de fuite hadronique. L'information stockée couvre différentes pathologies :

— problèmes concernant les câbles de haute tension :
durant la prise de données, il arrive parfois qu'un câble de haute tension ne fonctionne pas ou bien qu'il ne soit pas à sa valeur nominale. Si une cellule composant le *cluster* d'un électron ou d'un photon est alimentée par ce câble, son énergie risque d'être mal déterminée. Cette information est donc reportée dans le mot *Object Quality* séparement pour le *presampler*, le cœur et les bords du *cluster* ;

— problèmes concernant les cartes d'électronique frontale :
durant la prise de données, il peut arriver qu'une carte d'électronique frontale ne fonctionne plus. L'énergie déposée dans une cellule qui dépend de cette carte ne pourra pas être calculée. Si le *cluster* contient une telle cellule, le calcul de son énergie et des variables caractéristiques de la gerbe en seront affectés. Cette information est stockée dans le mot *Object Quality* séparement pour le *presampler*, le cœur et les bords du *cluster*. De plus pour les bords du *cluster*, l'information est stockée séparement pour chaque *sampling* ;

— problèmes affectant des cellules isolées :
parmi les 182468 cellules du calorimètre à argon liquide, certaines sont définitivement inutilisables, d'autres sont sporadiquement bruyantes et inutilisables pendant une courte période. Parmi toutes les cellules problématiques, certaines possèdent un signal trop dégradé pour être lu. Dans ce cas, la cellule n'est pas considérée (masquée) et son énergie est remplacée par la moyenne des énergies de ses voisines. La présence d'une cellule masquée ou affectée par un problème mineur dans le *cluster* est reportée dans le mot *Object Quality*. Comme pour les cartes d'électroniques frontales, l'information est enregistrée pour le *presampler*, pour le cœur et par *sampling* pour les bords du *cluster* ;

— cellules très bruyantes non masquées :
il arrive quelquefois qu'une cellule très bruyante ne soit pas masquée à cause d'une erreur dans la construction de la base de données. Ces cellules isolées peuvent conduire à la construction d'un *cluster* qui sera ensuite un candidat photon. Pour identifier ce type de pathologie, une variable spécifique, nommée *LArCleaning* est calculée. Son utilisation est détaillée dans la section 6.4.

— Problèmes dans les cellules du calorimètre hadronique :
la présence d'un problème dans le calorimètre hadronique, tel une brutale chute de la tension dans un câble de haute tension, peut affecter le calcul de la fuite hadronique associée à un *cluster*. Cette variable est cruciale pour l'identification des électrons et des photons. Une valeur erronée pourrait entrainer une baisse des performances de réjection des jets de particules. Cette information est calculée séparément pour le premier *sampling* du calorimètre hadronique et pour les deux suivants.

6.2.2 Stratégie

Pour chacun des problèmes mentionnés dans la section précédente, une stratégie a été développée permettant de décider si un *cluster* affecté doit être conservé.

— problèmes concernant les câbles de haute tension :
si les deux câbles de haute tension alimentant une des cellules du cœur ou des bords du *cluster* ne fonctionnent pas, le *cluster* n'est pas conservé. En revanche, si la tension électrique des câbles de haute tension ne correspond pas à sa valeur nominale, le gain est adapté de manière à ce que le calcul de l'énergie soit corrigé et l'énergie du *cluster* correctement évaluée. Cette situation arrive régulièrement après une chute brutale de la haute tension. Si les données récoltées pendant la chute ne sont pas utilisables, grâce à la procédure d'adaptation du gain les données récoltées pendant la remontée de la tension à sa valeur nominale peuvent être exploitées ;

— problèmes avec les cartes d'électronique frontales :
si une cellule du cœur du *cluster* ou des bords appartenant aux *sampling* 1 et *sampling* 2 se situe dans une région où la carte d'électronique frontale ne fonctionne pas, le *cluster* n'est pas utilisé. Dans le cas où seul le *sampling* 3 est affecté, l'impact sur la mesure de l'énergie et des variables de la forme de la gerbe est faible. Pour réduire la perte d'acceptance, il a été décidé de ne pas enlever les *clusters* où seul le *sampling* 3 est affecté ;

— problèmes affectant des cellules isolées :
lorsque le cœur d'un *cluster* contient une cellule masquée, ce *cluster* n'est pas utilisé pour les analyses de physique. En effet, lorsqu'une cellule est masquée, son énergie est calculée comme la moyenne des énergies des cellules voisines. Le dépôt d'énergie dans un *cluster* est en géneral très localisé, la majorité de l'énergie est récoltée sur quelques cellules dans le cœur du *cluster*. L'impossibilité de calculer directement l'énergie d'une

de ces cellules dégrade considérablement la mesure de l'énergie du *cluster*. En revanche, si la cellule masquée se situe dans les bords du *cluster*, l'impact sur la mesure de l'énergie est mineur.
Pour les photons, un critère supplémentaire est appliqué : si une cellule masquée est présente dans une des huits cellules centrale du premier *sampling* du *cluster* alors le candidat photon n'est pas conservé. Ce critère est nécessaire car le *sampling* 1 joue un rôle déterminant dans la réjection des jets de particules dominés par une composante neutre tel qu'un π^0 ;

— cellules très bruyantes non masquées :
une procédure spécifiquement adaptée à ce problème a été développée. Elle sera détaillée dans la section 6.4.

6.3 Quelques exemples de pathologies

6.3.1 Procédure en 2010

Le mot *Object Quality* a été implémenté en 2010 dans ATHENA, le programme de traitement des données d'ATLAS, durant la première prise de données en collisions proton-proton. En parallèle, quelques cartes (*map*) du détecteur, prenant en compte les principales pathologies (câbles haute tensions, cartes d'électroniques), ont été produites. Ces cartes indiquent la position des cellules affectées dans le plan (η,ϕ) du calorimètre électromagnétique. Nous avons validé le comportement du mot *Object Quality* par rapport à ces cartes. Les différences entre les deux approches étaient très faibles, de l'ordre de 1 %. Cependant le mot *Object Quality* possède deux avantages importants par rapport aux cartes :

1. Le calcul du mot *Object Quality* prend en compte toutes les cellules du calorimètre à argon liquide alors que les cartes, produites en dehors de l'infrastructure ATHENA, ne peuvent pas rendre compte d'une telle granularité.
2. Au cours de la prise de données, les problèmes rapportés sont automatiquement pris en compte dans le mot *Object Quality*. La production de quelques cartes n'est qu'une estimation grossière des problèmes. Par exemple, les cellules temporairement indisponibles ne peuvent pas être prises en compte dans les cartes.

Toutefois, étant donné la faible différence entre les deux approches, il a été décidé d'utiliser ces cartes pour les données de 2010. Par contre le mot *Object Quality* est devenu l'approche par défaut pour les données de 2011 et 2012.

La prise de données de 2010 a été marquée par la perte de quelques cartes d'électronique frontale, principalement due à des liens optiques défectueux. Ces cartes défectueuses ainsi que d'autres problèmes plus mineurs ont entrainé une perte d'acceptance d'environ 6 % d'électrons. La perte d'acceptance a également été prise en compte dans les échantillons de simulations utilisés pour les analyses. Cependant, la présence des régions défectueuses a été simulée après que les échantillons aient été traités par les algorithmes de reconstruction. En conséquence, on note des différences dans le comportement de ces algorithmes entre les données et les échantillons de simulation : le barycentre des *clusters* affectés avait tendance à être déplacé dans les données mais ne l'était pas dans les simulations. Cet effet a induit une incertitude de l'ordre de 0.5 % sur l'évaluation de la perte d'acceptance par objet électromagnétique.

6.3.2 Evolution de la prise de données de 2011

Sur la figure 6.1, une carte en coordonnées (η,ϕ) illustre les principales pathologies affectant le calorimètre électromagnétique. Durant la période de prise de données choisie, (en 2011, *run*

189822, *LumiBlocks* 385–822) un secteur avec les deux câbles de haute tension non utilisables, quelques cartes d'électronique frontale défectueuses et quelques cellules masquées ont affecté le calorimètre. La présence d'un secteur avec les deux câbles de haute tension non utilisables est un phénomène très rare, cette période de prise de données est la seule pendant laquelle la situation est arrivée.

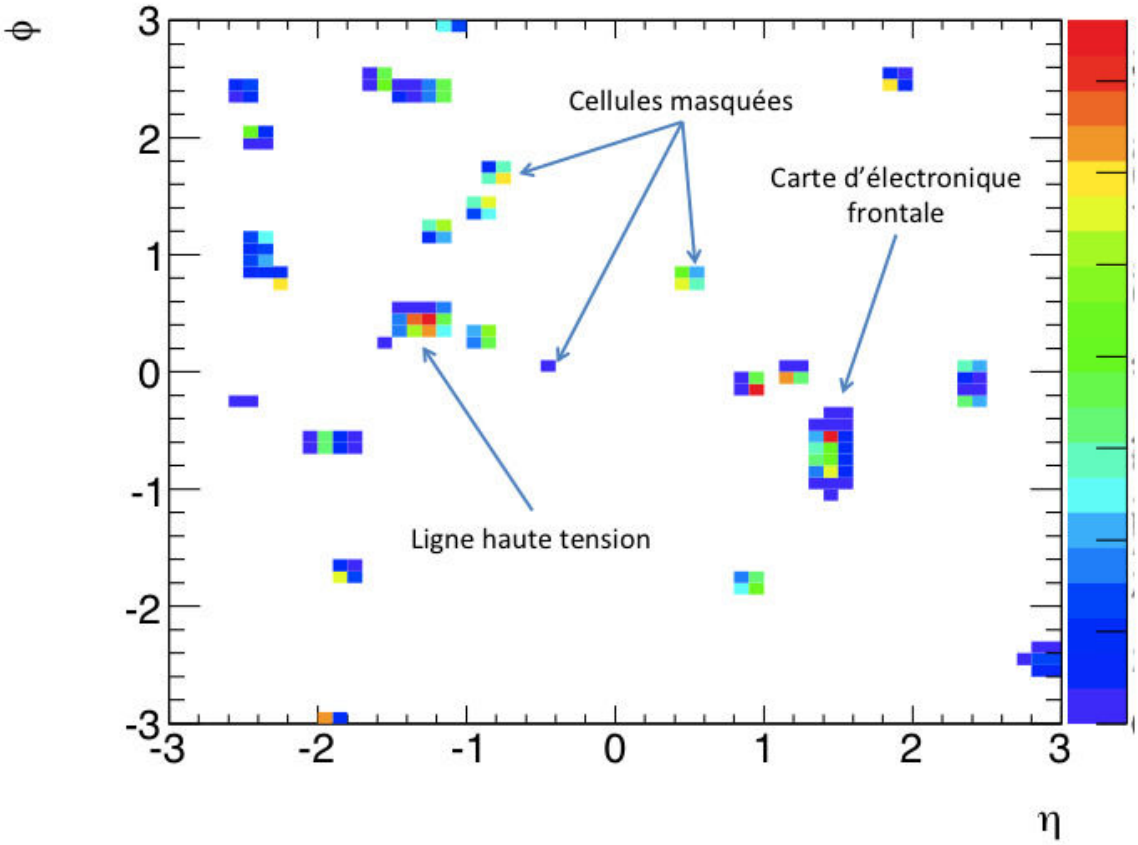


FIGURE 6.1 – Carte (η,ϕ) du calorimètre électromagnétique illustrant les pathologies principales affectant les électrons et les photons. La carte représente le statut du calorimètre pour la période de prise de données (*run*) 189822 enregistrée en 2011 entre les *LumiBlock* 385 et 822.

Au cours de la prise de données, la situation du calorimètre évolue. Cette évolution peut être suivie en calculant pour chaque période de prise de données, la fraction d'électrons ou de photons qui est enlevée des analyses. La figure 6.2 illustre cette évolution pour des électrons issus de la désintégration d'un boson Z dans les données récoltées en 2011 ainsi que dans deux campagnes de simulation (MC11a et MC11b). Cette figure montre que la simulation a été faite en considérant quatre grandes périodes. Chacune correspond à une configuration spécifique de la base de données des défauts du calorimètre. Pour trois des quatre périodes, la fraction d'électrons enlevés des analyses des données est assez faible ($\approx$0.3 %). Dans la seconde période, entre le *run* 180614 et le *run* 185352, six cartes d'électronique frontale ont cessé de fonctionner en raison d'une alimentation électrique défectueuse. Ce problème résulte en une perte d'acceptance dans le calorimètre d'environ 1 % durant cette période. Comme on peut le voir sur la figure 6.2, le comportement du critère de qualité est bien reproduit dans la simulation MC11b sur toute la période de la prise de données de 2011. Les deux dernières périodes de la simulation MC11a ont

été simulées avec une version de la base de données qui n'était pas représentative des données (des cartes d'électronique frontale défectueuses ont été ajoutées), il en résulte une différence de 0.5 % entre les données et la simulation MC11a (c.f. figure 6.2).

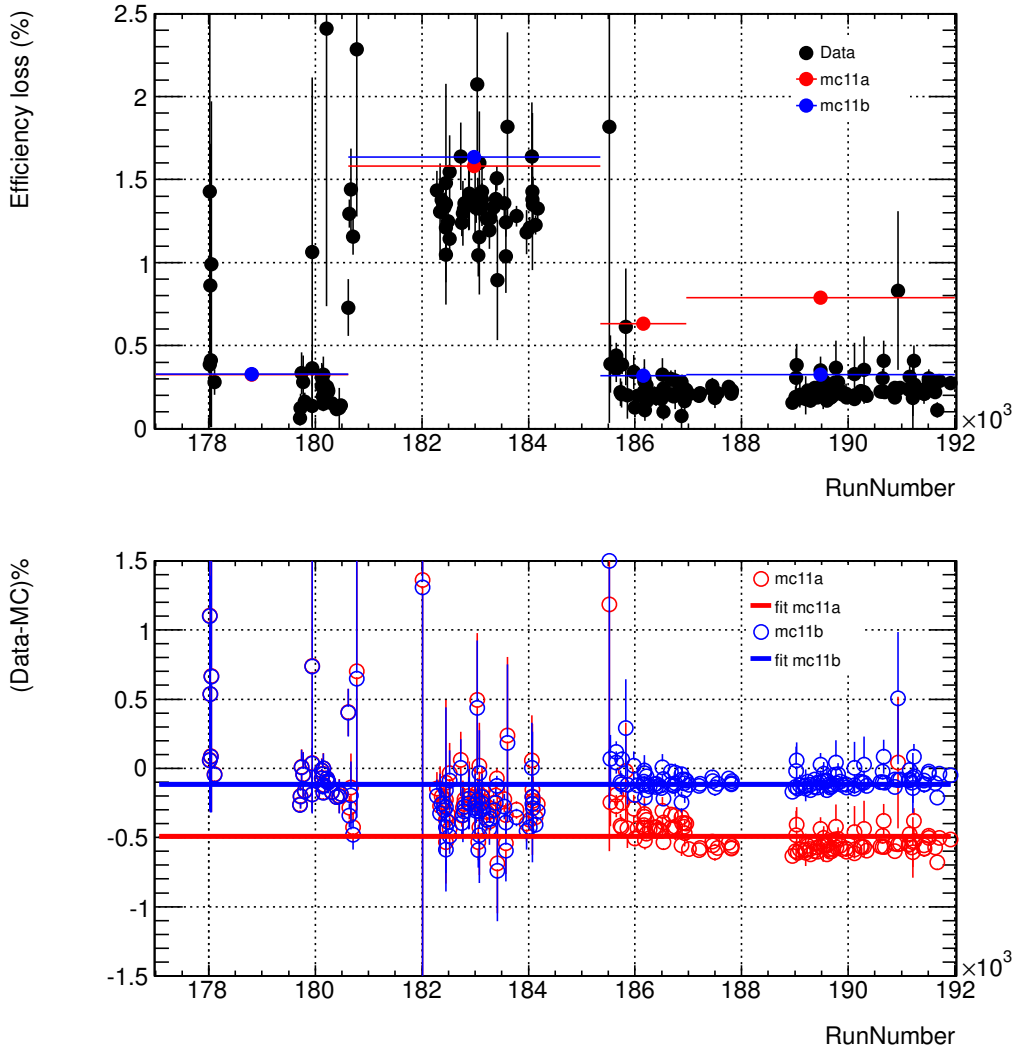


FIGURE 6.2 – Fraction d'électrons enlevés en tenant compte des critères de qualité en fonction de la période de prise de données (*run*). Le calcul est effectué pour des événements $Z \to e^+e^-$ enregistrés en 2011 et pour les simulations MC11a et MC11b. Le graphique du bas représente la différence entre les données et la simulation en %.

La figure 6.3 illustre l'impact des critères de qualité sur les photons reconstruits. Comme pour le cas des électrons, on note un bon accord entre les données et la simulation MC11b. On note également que dans les périodes un, trois et quatre, la fraction de photons enlevés des analyses est de l'ordre de 0.8 % alors que cette fraction est de 0.3 % pour les électrons. Cette différence est liée au critère supplémentaire qui s'applique aux photons sur le *sampling* 1 du calorimètre. Toutefois, malgré cette perte plus importante liée aux cellules masquées, la fraction de photons enlevés dans la seconde période est d'environ 1.4 % ce qui est similaire aux électrons. Ceci s'explique par la taille des *clusters* des photons non convertis qui est plus petite que celle des électrons. Ainsi la probabilité qu'un *cluster* soit dans une région affectée par une

carte d'électronique frontale défectueuse est inférieure pour un photon non converti que pour un électron.

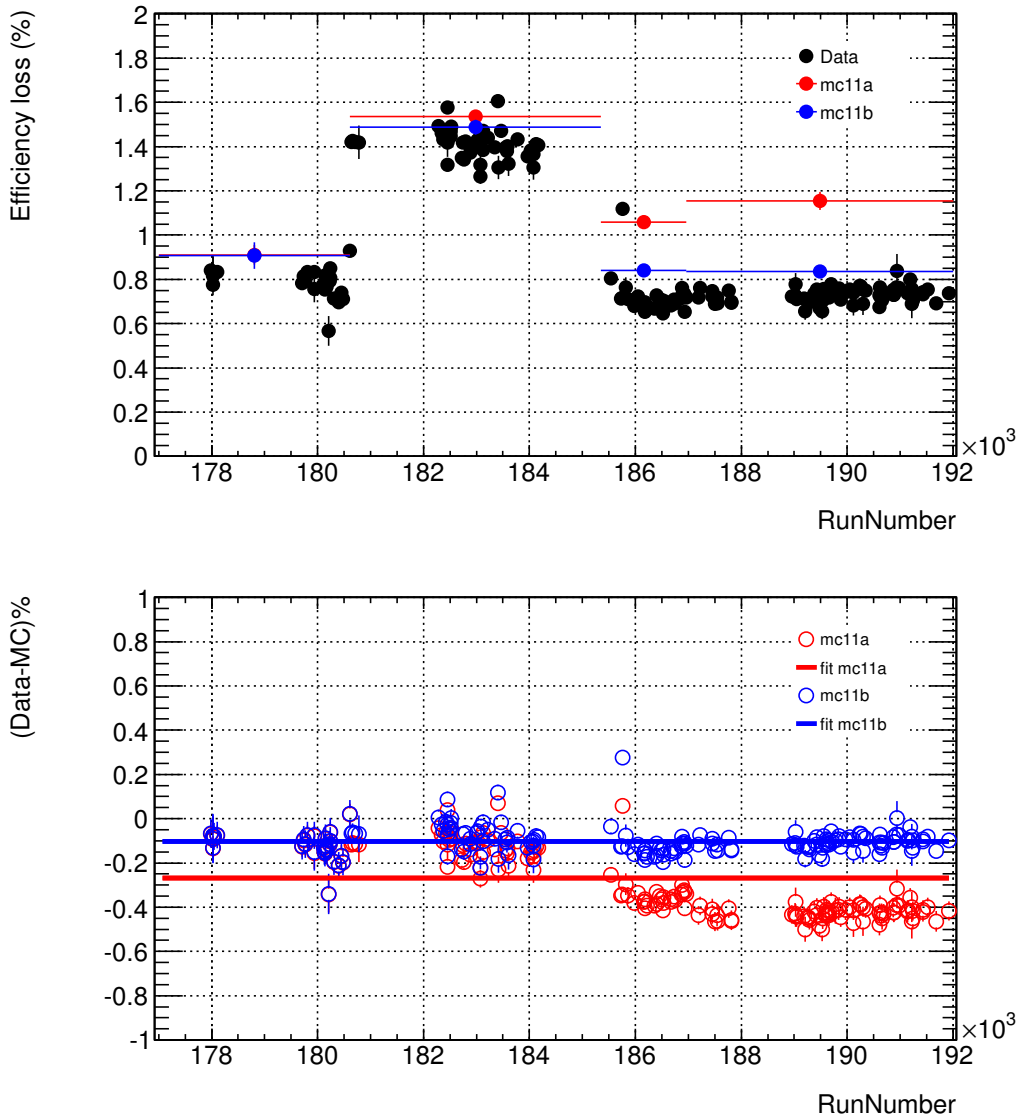


FIGURE 6.3 – Fraction de photons enlevés en tenant compte des critères de qualité en fonction de la période de prise de données (*run*). Le calcul est effectué pour des événements avec au moins un photon reconstruit enregistrés en 2011 et des simulations MC11a et MC11b d'événements $\gamma +$ jet. Le graphique du bas représente la différence entre les données et la simulation en %.

6.3.3 Impact du calorimètre hadronique dans les données de 2012

Durant la prise de données en 2012, le calorimètre électromagnétique n'a pas connu de problèmes aussi importants qu'au cours des deux années précédentes. Cependant, un nombre conséquent de chutes brutales de tension dans les câbles de haute tension dans le calorimètre à tuiles a attiré notre attention. En effet, l'identification des électrons et des photons repose fortement sur l'estimation de la fuite d'énergie dans le calorimètre hadronique. Pour estimer cette fuite hadronique, on calcule le rapport entre l'énergie transverse mesurée dans le calorimètre hadronique et l'énergie transverse du *cluster* (c.f. chapitre 5). Le calcul de cette variable nommée R_{had} (ou sa variante R_{had_1} impliquant uniquement le premier *sampling* du calorimètre hadronique) peut être affecté par ce type d'anomalie dans le calorimètre à tuiles.

La figure 6.4 illustre la répartition dans le plan (η,ϕ) des candidats électron affectés par une cellule défectueuse dans le calorimètre à tuiles. On note la présence d'une région (approximativement définie par $-0.1 < \eta < 1.1$ et $0.3 < \phi < 0.6$) avec une grande quantité d'électrons affectés.

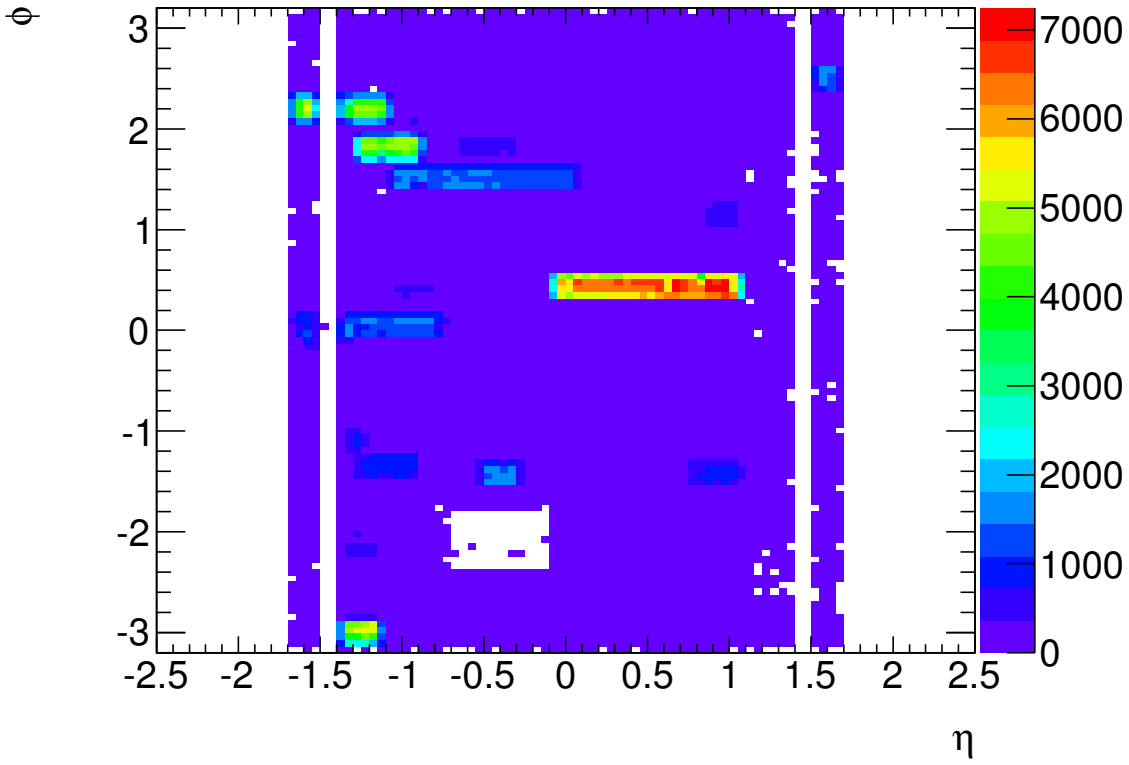
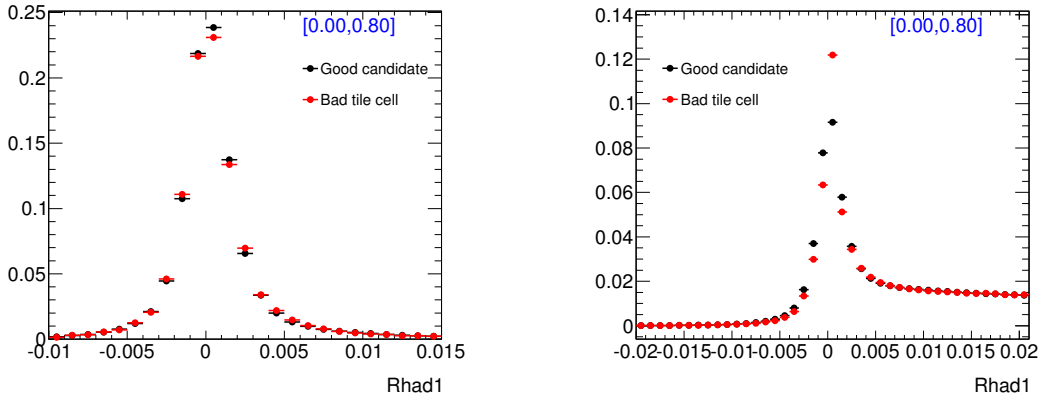


FIGURE 6.4 – Carte de la distribution dans le plan (η,ϕ) des candidats électron affectés par une cellule défectueuse dans le calorimètre à tuile.

La figure 6.5 illustre les distributions de R_{had_1} pour les candidats non affectés (*Good candidate* en noir sur la figure) et les candidats affectés (*Bad tile cell* en rouge sur la figure). La figure 6.5(a) concerne des électrons sélectionnés autour du pic du Z, sans appliquer de critères d'identification puisque notre objectif est d'évaluer l'impact des cellules défectueuses sur l'identification. On note que la distribution de R_{had_1} est très similaire entre les électrons affectés et non affectés. La différence d'efficacité du critère de fuite hadronique (défini dans la table 5.5) entre l'échantillon d'électrons affectés et non affectés est négligeable (de l'ordre de 0.1 %). Le dépôt

d'énergie d'un électron dans le calorimètre à tuile étant très faible, son mauvais fonctionnement n'a pas d'impact sur l'efficacité d'identification des électrons.

La figure 6.5(b) compare les distributions R_{had_1} pour les candidats affectés et non affectés sélectionnés dans un échantillon enrichi en faux électrons. La distribution des candidats affectés présente un pic beaucoup plus important à $R_{\mathrm{had}_1} = 0$. Ceci est dû à la présence de la région non utilisable dans le calorimètre à tuiles. L'énergie mesurée dans cette région est nulle.



(a) Echantillon $Z \to e^+e^-$

(b) Echantillon de bruit de fond

FIGURE 6.5 – Distribution de la variable R_{had_1} pour des électrons avec une pseudorapidité vérifiant $|\eta| < 0.8$ pour des candidats affectés et non affectés par une anomalie dans le calorimètre à tuiles.

La fuite hadronique mesurée dans l'échantillon de candidats affectés est moins importante que celle mesurée dans l'échantillon de candidats non affectés. Il en résulte une baisse du pouvoir de réjection des jets de particules. Pour le quantifier, on calcule la quantité $(1 - \epsilon_b)$, avec ϵ_b l'efficacité du critère d'identification pour sélectionner les faux candidats. Ce calcul conduit à une différence de 3.5 % sur le pouvoir de réjection du critère de fuite hadronique. Cependant la stratégie d'identification des électrons, comme celle des photons, repose sur la fuite hadronique ainsi que sur d'autre variables, notamment sur la forme de la gerbe électromangétique. Si l'on calcule ce pouvoir de réjection en considérant toutes les variables utilisées pour l'identification des électrons, cette différence décroit à 0.1 % sur le calcul de $(1 - \epsilon_b)$.

Les cellules défectueuses affectent donc de façon significative le pouvoir de réjection de la fuite hadronique, mais cet effet est largement atténué par la présence d'autres critères d'identification (notamment sur la forme de la gerbe).

6.4 Traitement particulier des photons

6.4.1 Objectif

Pendant la période de 48 h de vérification des données (*calibration loop*), les cellules problématiques dans le calorimètre à argon liquide sont identifiées par les experts et sont masquées si nécessaire. Cependant, cette procédure est effectuée par un opérateur et n'est pas automatisée. Si une cellule sporadiquement bruyante n'est pas correctement identifiée dans la base de données, elle pourrait être à l'origine de la création d'un *cluster* électromagnétique. Il est hautement improbable qu'un tel *cluster* soit associé à une trace dans le détecteur interne. Ce problème n'affecte donc que les photons. La procédure décrite ci-dessous a été créée pour enlever ces *clusters* des analyses de physique. Elle porte le nom de « procédure de nettoyage des photons » (*photon cleaning*) en référence à une procédure similaire appliquée aux jets de particules (*jet cleaning*).

6.4.2 *LArCleaning*

Le facteur de qualité Q_{cell} est une grandeur caractérisant événement par événement chaque cellule du calorimètre électromagnétique [126, 141]. Il quantifie l'accord entre le signal mesuré dans une cellule et le signal attendu dans cette cellule. Une valeur faible du facteur de qualité signifie un bon accord entre le signal mesuré et attendu. Le critère généralement employé pour qualifier une cellule de mauvaise est $Q_{cell} > 4000$.

LArCleaning est une variable qui tient compte du facteur de qualité des cellules appartenant au *cluster* ainsi que de leurs énergies. Elle peut s'exprimer selon l'équation suivante :

$$LArCleaning = \frac{\sum_{\text{cellules}} E_{\text{cell}}(Q_{\text{cell}} > 4000)}{\sum_{\text{cellules}} E_{\text{cell}}}, \tag{6.1}$$

avec E_{cell} l'énergie d'une cellule et Q_{cell} son facteur de qualité.

La figure 6.6 illustre la distribution de *LArCleaning* pour des candidats photon *loose* (c.f. chapitre 5) avec une impulsion transverse supérieure à 15 GeV et une pseudorapidité satisfaisant $|\eta| < 1.37$ ou $1.52 < |\eta| < 2.37$. On note que la majorité des candidats ont une valeur de *LArCleaning* égale à zéro, ce qui est attendu puisque dans la majorité des cas, le facteur de qualité de chaque cellule est bien en dessous de 4000. Le pic en queue de la distribution correspond à des photons caractérisés soit par de nombreuses cellules avec un mauvais facteur de qualité, soit par une cellule portant la grande majorité de l'énergie et possèdant un mauvais facteur de qualité.

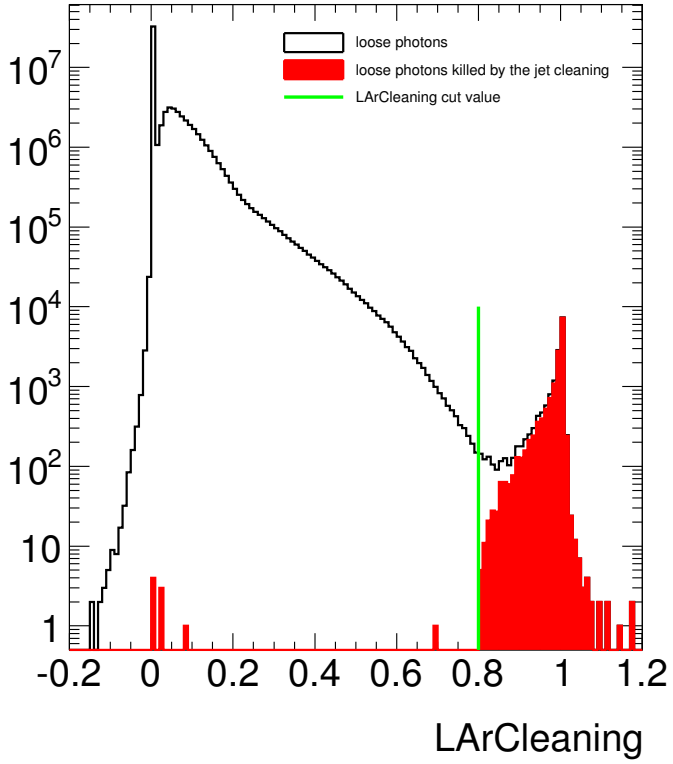


FIGURE 6.6 – Distribution de la variable *LArCleaning* pour des candidats photon avec une impulsion transverse supérieure à 15 GeV et une pseudorapidité η satisfaisant $|\eta| < 1.37$ ou $1.52 < |\eta| < 2.37$. Ces candidats photon satisfont les critères d'identification *loose*.

6.4.3 Sélection des échantillons

Dans le but d'évaluer une procédure efficace de nettoyage des photons, trois échantillons de contrôle sont définis dans un lot de données enregistrées en 2011 correspondant à une luminosité intégrée de 3 fb^{-1} :

— Un échantillon avec deux photons émis dos à dos : cet échantillon fournit un signal de photons de bonne qualité et sera par la suite référencé comme l'échantillon $\gamma\gamma$.

— Un échantillon avec un photon et un jet émis dos à dos : cet échantillon fournit un signal de photons de bonne qualité et sera référencé par la suite comme l'échantillon $\gamma + \text{jet}$..

— Un échantillon avec un photon émis dos à dos avec une importante quantité d'énergie transverse manquante : cet échantillon est vraisemblablement enrichi en photons de mauvaise qualité, constituant notre bruit de fond, on le désignera comme l'échantillon $\gamma + \not{E}_T$.

La table 6.1 décrit les critères utilisés pour sélectionner les trois échantillons.

Echantillon	$\gamma\gamma$	$\gamma + \text{jet}$	$\gamma + \not{E}_T$
Déclenchement	EF_2g20_loose	EF_g20_loose ou EF_g40_loose ou EF_g60_loose ou EF_g80_loose	
Evénements	Au moins 1 vertex avec trois traces associées Période de données de bonne qualité		
Photons	Au moins deux photons avec : $p_T > 25$ GeV $\|\eta\| < 1.37$ ou $1.52 < \|\eta\| < 2.37$ photon de bonne qualité identification *loose*	Au moins un photon avec : $p_T > 25$ GeV | $p_T > 45$ GeV $\|\eta\| < 1.37$ ou $1.52 < \|\eta\| < 2.37$ photon de bonne qualité identification *loose*	
$\not{E}_T$	$\frac{\not{E}_T}{\sqrt{\sum E_T}} < 2$		$\not{E}_T > 45$ GeV $\|p_T^\gamma - \not{E}_T\| < 20$ GeV
Jets		Au moins un jet avec : $p_T > 20$ GeV de bonne qualité non associé avec le photon le plus énergétique	
Critère angulaire	$\|\phi(\gamma_1) - \phi(\gamma_2)\| > 3.0$	$\|\phi(\gamma) - \phi(jet_{lead})\| > 3.0$	$\|\phi(\gamma_{lead}) - \phi(MET)\| > 3.0$ $\|\phi(jet) - \phi(MET)\| > 2.0$
Traitement de la zone morte	Retrait des événements où $\not{E}_T$ est dans la zone morte du calorimètre électromagnétique pendant la période affectée.		
Masse transverse			$m_T > 120$ GeV
Conversion	Le photon le plus énergétique doit être un photon non-converti.		

TABLE 6.1 – Sélection des échantillons.

6.4.3.1 Echantillon $\gamma\gamma$

L'échantillon $\gamma\gamma$ correspond à une signature de vrais événements de physique. Les *clusters* associés aux candidats photon dans ces événements ne doivent pas être enlevés par la procédure de nettoyage. Des événements de type dijet ou photon+jet peuvent contaminer de façon importante cet échantillon car seul le critère d'identification *loose* (c.f. chapitre 5) est appliqué aux candidats photon. Cependant une telle contamination n'est pas problématique dans cette étude car l'objectif de la procédure est d'enlever les faux *clusters* des analyses physiques qu'il s'agisse d'un photon ou d'un jet de particules dominé par une composante neutre (tel qu'un π^0). Un total de 237210 photons sont sélectionnés. La figure 6.7 illustre les distributions de quelques variables caractérisant l'échantillon $\gamma\gamma$. La distribution de la différence d'impulsion transverse entre le photon déposant son énergie dans la partie $\phi > 0$ du calorimètre et celui déposant son énergie dans la partie $\phi < 0$ est symétrique, indiquant ainsi que la balance d'impulsion transverse des deux photons est bonne. La distribution de la somme vectorielle des impulsions transverses

des deux photons est assez étroite et possède un pic autour de 5 GeV. Ceci indique que les impulsions transverses des photons dominant et sous-dominant sont assez proches. Puisque les deux photons sont sélectionnés avec le critère $|\phi(\gamma_1) - \phi(\gamma_2)| > 3.0$, presque toute l'énergie de l'événement est portée par les deux photons. Ceci est confirmé par la distribution de $\not{E}_T$ dans l'événement qui est assez faible, autour de 10 GeV. La distribution (η,ϕ) du candidat photon le plus énergétique, sur la figure 6.7(d), indique que la population des candidats photon est uniformément répartie dans tout le calorimètre.

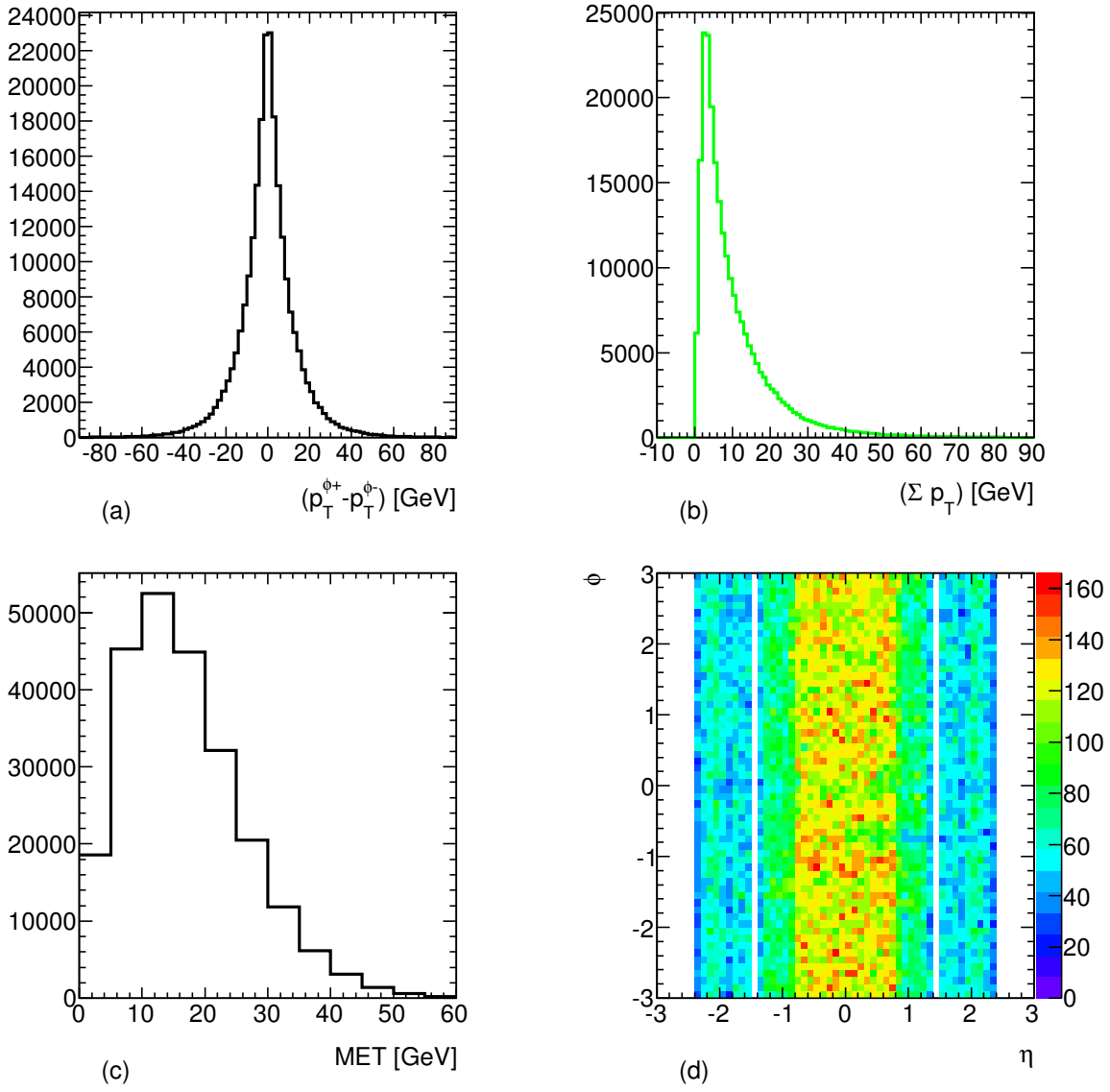


FIGURE 6.7 – Distributions de variables caractérisant l'échantillon $\gamma\gamma$. (a) Distribution de la différence d'impulsion transverse entre le photon déposant son énergie dans la partie $\phi > 0$ du calorimètre et celui déposant son énergie dans la partie $\phi < 0$. (b) Distribution de la somme vectorielle des impulsions transverses des deux photons. (c) Distribution de l'énergie transverse manquante (MET sur la figure). (d) Distribution de la position (η,ϕ) du photon le plus énergétique dans le calorimètre.

6.4.3.2 Echantillon $\gamma + \text{jet}$

L'échantillon $\gamma + \text{jet}$ correspond à une signature de vrais événements de physique. Les *clusters* associées aux candidats photon dans ces événements ne doivent pas être enlevés par la procédure de nettoyage. La sélection des événements est décrite en détail dans la table 6.1. Comme pour l'échantillon $\gamma\gamma$, les événements dijet peuvent contaminer cet échantillon car seul le critère d'identification *loose* est appliqué. Un total de 3468447 photons est sélectionné. La figure 6.8 illustre la distribution de variables caractérisant l'échantillon. La figure 6.8(a) illustre la distribution de la différence d'impulsion transverse entre l'objet (photon ou jet) déposant son énergie dans la partie $\phi > 0$ du calorimètre et celui déposant son énergie dans la partie $\phi < 0$. La figure 6.8(b) illustre la distribution de la différence d'impulsion transverse entre le photon et le jet de particules. Ces distribution sont symétriques et centrées en zéro : l'impulsion transverse emportée par chacune des particules est en moyenne équivalente. Sur la figure 6.8(c), on note que l'événement contient peu d'énergie transverse manquante. En conséquence l'impulsion transférée à l'état final lors de la collision est principalement transportée par le photon et le jet de particules considérés. La figure 6.8(d) indique que la population de candidats photon est uniformément répartie sur tout le calorimètre.

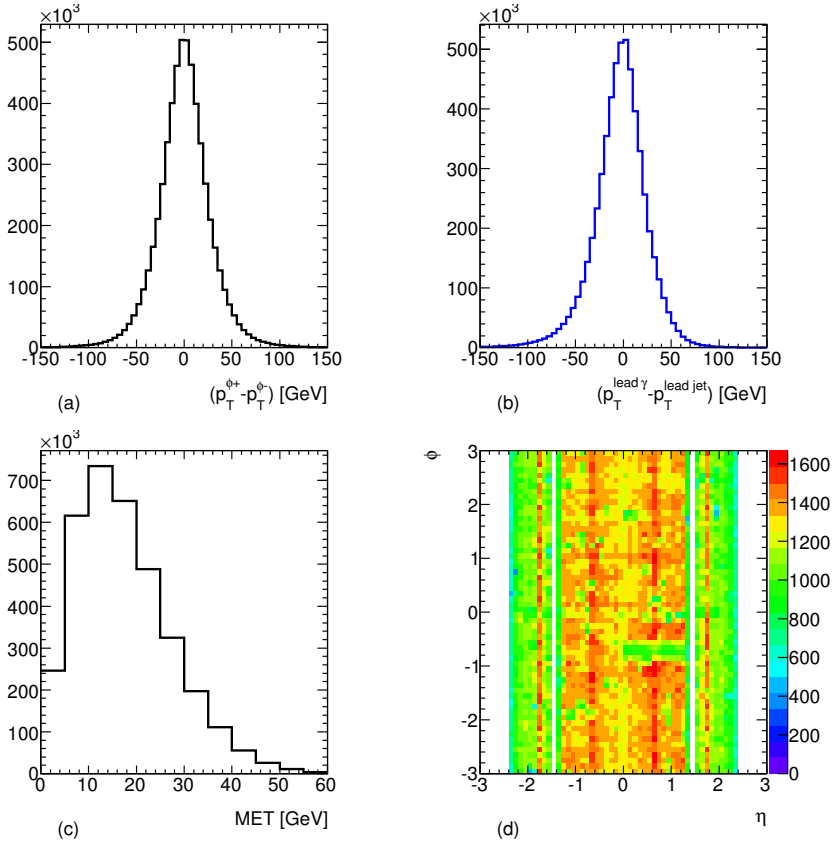


FIGURE 6.8 – Distributions de variables caractérisant l'échantillon $\gamma + \text{jet}$. (a) Distribution de la différence d'impulsion transverse entre l'objet (photon ou jet) déposant son énergie dans la partie $\phi > 0$ du calorimètre et celui déposant son énergie dans la partie $\phi < 0$. (b) Distribution de la différence des impulsions du photon et du jet de particules. (c) Distribution de l'énergie transverse manquante (MET sur la figure). (d) Distribution de la position (η,ϕ) du photon le plus énergétique dans le calorimètre.

6.4.3.3 Echantillon $\gamma + \not{E}_T$

L'échantillon $\gamma + \not{E}_T$ correspond à une signature d'événements non physiques. En effet, un *cluster* créé à partir d'une cellule bruyante peut être interprété comme un photon dont l'énergie est compensée par une grande quantité d'énergie manquante. La sélection détaillée de l'échantillon est décrite dans la table 6.1. Un total de 2890 photons est sélectionné. Le critère de sélection sur la différence d'angle ϕ entre les jets de particules et l'énergie transverse manquante ($|\phi(jet) - \phi(\not{E}_T)| > 2.0$) réduit la contamination de l'échantillon en événements de type $\gamma +$ jet ou dijet où le jet de particules contient une grande partie d'énergie manquante. La distribution de masse transverse (m_T) dans ces événements présente un pic vers 150 GeV et s'étale entre 90 GeV et 300 GeV, indiquant que la contamination venant d'événements de type $W \to e\nu$ est assez faible. Un critère sur la masse transverse $m_T > 120$ GeV est toutefois appliqué pour réduire cette contamination. La figure 6.9 illustre la distribution de variables caractérisant l'échantillon $\gamma + \not{E}_T$. La distribution de $|\phi(jet) - \phi(\not{E}_T)|$ montre la présence de deux pics autour de 0 et π. Le pic autour de π correspond au cas où le jet le plus proche de la direction de l'énergie transverse manquante est le photon lui-même. En effet, dans les algorithmes de reconstruction des jets de particules dans ATLAS, tout dépôt d'énergie dans les calorimètres est considéré comme un jet de particules, et aucune procédure permettant de lever l'ambiguïté entre les photons et les jets de particules n'est effectuée dans cette étude. Le pic autour de 0 est dû à des événements de type $\gamma +$ jet ou dijet où l'énergie du jet est partiellement convertie en énergie manquante. Le critère $|\phi(jet) - \phi(\not{E}_T)| > 2.0$ permet d'enlever ces événements. La figure 6.9(b) illustre la distribution de la différence entre l'impulsion du photon (p_T^γ) et l'énergie transverse manquante ($\not{E}_T$). Pour sélectionner des événements où l'énergie transverse manquante et l'impulsion du photon sont proches, le critère $|p_T^\gamma - \not{E}_T| < 20$ GeV est appliqué. La quantité d'énergie transverse manquante dans les événements de l'échantillon final est assez importante (autour de 70 GeV en moyenne). La distribution de la position (η,ϕ) du photon le plus énergétique est représentée sur la figure 6.9(d). On note la présence de quelques points chauds (en rouge sur la carte) qui sont probablement dûs à des cellules bruyantes non masquées.

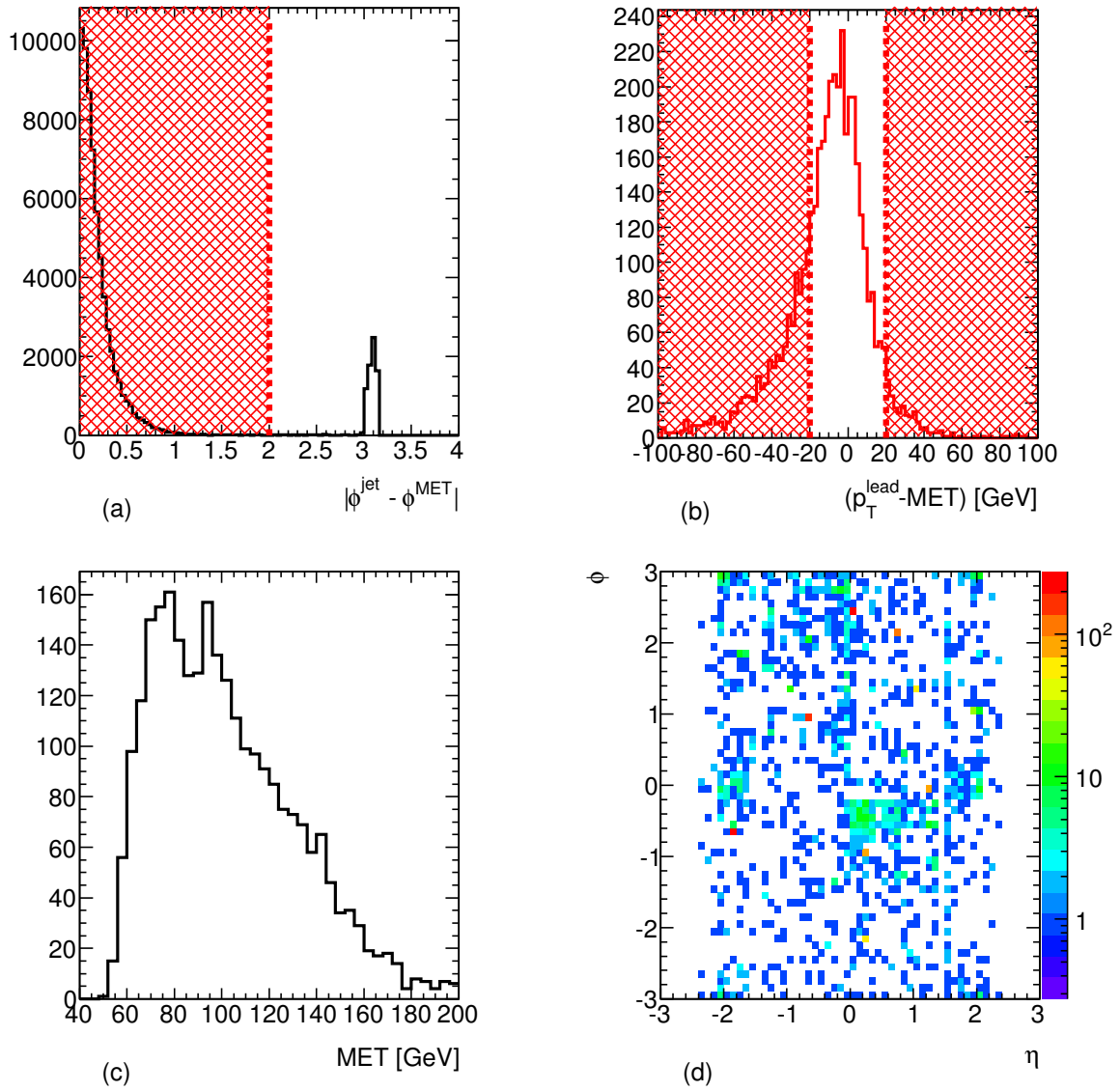


FIGURE 6.9 – Distributions de variables caractérisant l'échantillon $\gamma + \not{E}_T$. (a) Distribution de $|\phi(jet) - \phi(\not{E}_T)|$. (b) Distribution de la différence entre l'impulsion du photon (p_T^γ) et l'énergie transverse manquante (MET sur la figure). Les régions hachurées sur les figures (a) et (b) illustrent les régions enlevées par l'application d'un critère sur la variable représentée (c.f. texte). Ces critères sont appliqués au lot d'événements représenté sur les figures (c) et (d). (c) Distribution de l'énergie transverse manquante des événements. (d) Distribution de la position (η,ϕ) du photon le plus énergétique dans le calorimètre.

6.4.4 Procédure de nettoyage

6.4.4.1 Variables et sélections

Les trois échantillons sélectionnés permettent de comparer le comportement de différentes variables sur de vrais *clusters* (échantillons $\gamma\gamma$ et $\gamma + jet$) et des *clusters* provenant d'une source non physique (échantillon $\gamma + \not{E}_T$). La procédure s'appuie sur quatres variable : *LArCleaning*, R_η, R_ϕ et le temps du *cluster*. *LArCleaning* (c.f. equation 6.1) permet d'obtenir des informations concernant la qualité des cellules du *cluster*. Cette variable joue donc un rôle crucial dans la procédure de nettoyage. Les variables caractérisant la gerbe électromagnétique (R_η et R_ϕ) sont définies dans la table 5.5. Elles caractérisent l'étalement en η et en ϕ du dépôt d'énergie et permettent donc de discriminer un dépôt très étroit lié à une cellule bruyante d'un dépôt plus large d'un vrai photon. Enfin, le temps du *cluster* est évalué comme le temps de la cellule la plus énergétique du *sampling* 2. Cette information permet de savoir si le dépôt d'énergie est enregistré en même temps ou bien après la collision auquel il est associé. Cette information est indépendante des précédentes. Pour un bruit sporadique, aucune raison ne justifie que le temps du *cluster* soit synchronisé avec celui de la collision. Un temps de *cluster* très élevé peut être associé à un bruit venant du faisceau, à un phénomène d'empilement ou encore à un rayon cosmique.

La figure 6.10 illustre les distributions des variables discriminantes pour les trois échantillons. Une différence importante apparait entre les échantillons $\gamma\gamma$ et $\gamma + \text{jet}$ d'un côté et l'échantillon $\gamma + \not{E}_T$ de l'autre. Ces quatre variables peuvent donc être utilisées pour discriminer des photons de signal (échantillons $\gamma\gamma$ et $\gamma + \text{jet}$) du bruit de fond (échantillon $\gamma + \not{E}_T$).

Sur la figure 6.11, on peut observer la distribution bidimensionnelle de chacune des trois autres variables discriminantes en fonction de *LArCleaning* pour les photons des échantillons de signal et de bruit de fond. Sur cette figure, les zones délimitées par les pointillés rouges indiquent les régions définies comme mauvaises : un photon avec des valeurs de *LArCleaning*, R_η, R_ϕ et du temps du *cluster* dans ces régions est considéré comme mauvais par la procédure de nettoyage et ne doit pas être considéré pour les analyses. Ces régions ont été définies pour limiter le nombre de photons enlevés des échantillons de signal. Les valeurs des seuils sont les suivantes :

— LArCleaning : 0.8
— R_η : 0.98
— R_ϕ : 1.0
— Temps du *cluster* : 10 ns

La procédure de nettoyage est alors définie comme une combinaison de conditions sur ces critères : un photon est rejeté si *LArCleaning* > 0.8 et qu'au moins un des trois critères suivant n'est pas respecté :

— $R_\eta < 0.98$
— $R_\phi < 1.0$
— (Temps du *cluster*) < 10 ns

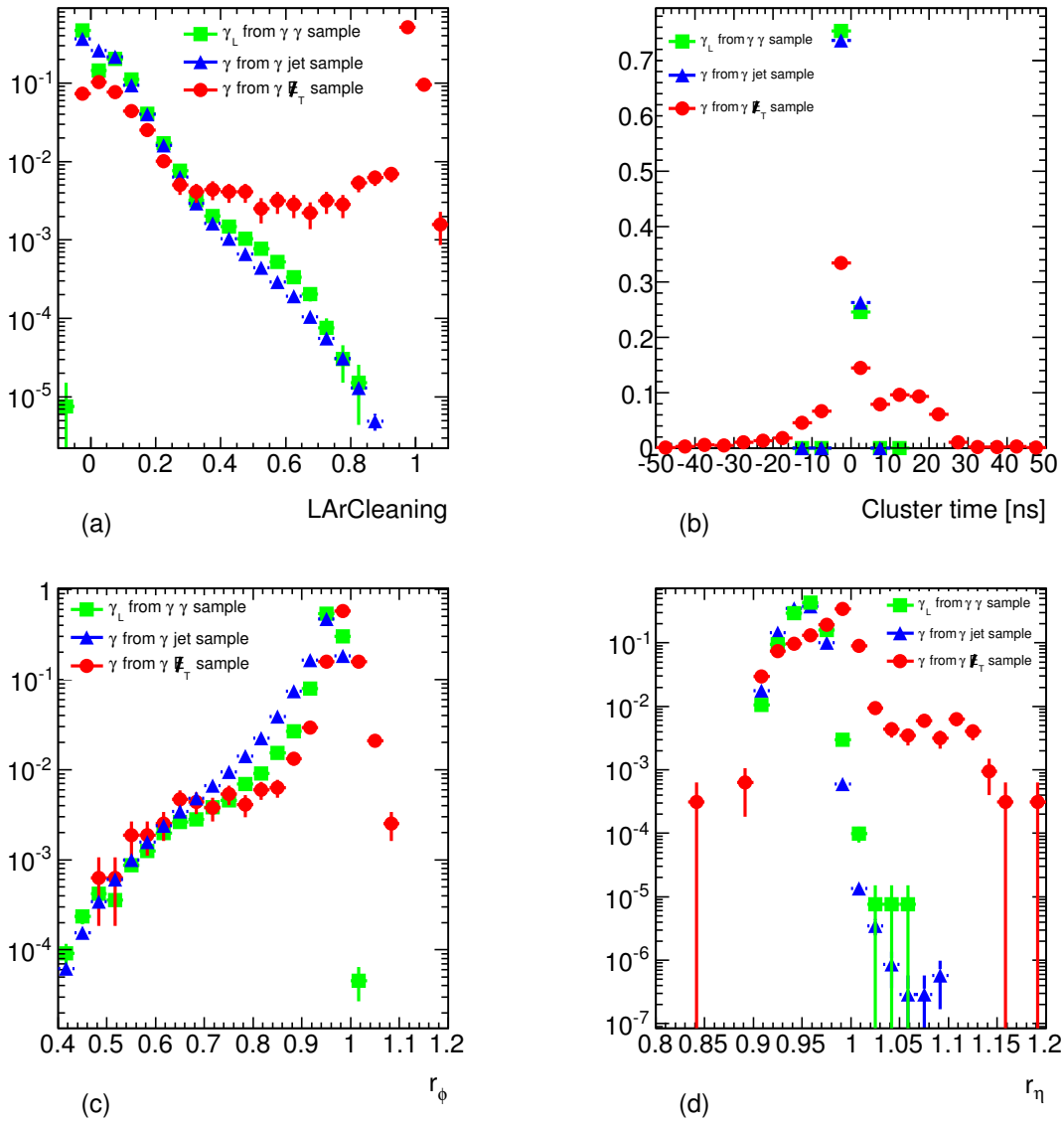


FIGURE 6.10 – Distributions des variables discriminantes pour les photons de l'échantillon $\gamma\gamma$ (carrés verts), de l'échantillon $\gamma + \text{jet}$ (les triangles bleus) et de l'échantillon $\gamma + \not{E}_T$(points rouges).

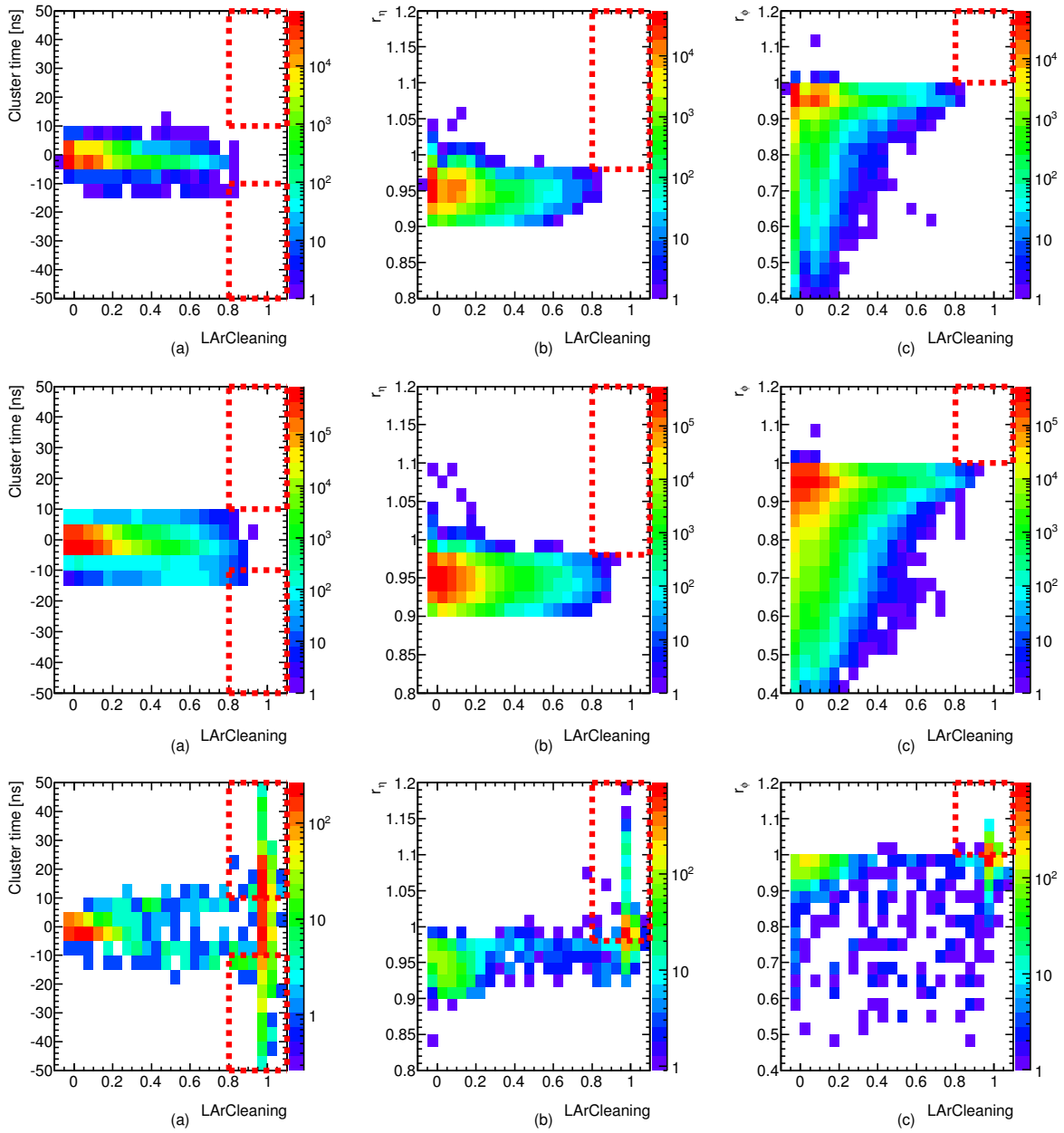


FIGURE 6.11 – Distributions bidimensionnelles des variables discriminantes (*LArCleaning*, Temps du *cluster*, R_ϕ et R_η) pour les photons de l'échantillon $\gamma\gamma$ (haut), de l'échantillon $\gamma+$jet (milieu) et de l'échantillon $\gamma+\not{E}_T$ (bas) en fonction de *LArCleaning* : (a) temps du *cluster*, (b) R_η (r_η sur la figure), (c) R_ϕ (r_ϕ sur la figure).

6.4.4.2 Efficacité et pouvoir de réjection

La table 6.2 résume le nombre de candidats rejetés par la procédure de nettoyage des photons sur les trois échantillons de contrôle ainsi que le taux de réjection de la procédure. Sur les échantillons $\gamma\gamma$ et $\gamma+$jet, ce taux peut être interprété comme un taux de mauvaise identification de la procédure (*mistag rate*) : l'origine du dépôt d'énergie est une vraie particule, la procédure de nettoyage ne doit pas l'enlever. Sur l'échantillon $\gamma+\not{E}_T$, ce taux peut être interprété comme

une limite inférieure sur l'efficacité de réjection des *clusters* induits par une cellule bruyante. En effet, l'échantillon $\gamma + \not{E}_T$ peut contenir des événements de physique (par exemple des événements de type $Z \to \nu\bar{\nu}\gamma$) et mener à une sous-estimation de l'efficacité de la procédure.

Conformément aux prévisions, le taux de réjection est très faible pour les photons de signal et plutôt important sur l'échantillon de bruit.

Echantillon		$\gamma\gamma$	$\gamma + \text{jet}$	$\gamma + \not{E}_T$
Nombre	Total	237210	3468247	2890
de photons	Enlevés	2 ($1.3{\cdot}10^{-5}$)	21 ($0.6{\cdot}10^{-5}$)	1646 (57.0%)

TABLE 6.2 – Nombre d'événements totaux et enlevés par la procédure de nettoyage des photons pour les trois échantillons de contrôle. La valeur entre paranthèse correspond au taux de réjection, c'est à dire au rapport entre le nombre de photons enlevés par la procédure et le nombre total de photons.

6.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons abordé différents aspects de la stratégie d'ATLAS pour contrôler la qualité des données analysées. Nous avons détaillé la stratégie mise en place pour ôter des données, les électrons et les photons, dont le dépôt d'énergie est affecté par les problèmes du calorimètre. La modélisation dans la simulation de la perte d'acceptance liée à ces problèmes est satisfaisante. La stratégie développée est utilisée dans toutes les analyses d'ATLAS impliquant des électrons ou des photons.

Dans l'optique de mesures de précision, cette stratégie devra être affinée. A titre d'exemple, une étude plus précise de l'impact sur la résolution en énergie des électrons et des photons lié à la présence de cellules mortes dans les bords du *cluster* devra être menée.

Dans ce chapitre, nous avons également discuté la problématique des cellules bruyantes pouvant induire la reconstruction de faux candidats photon. L'étude, menée sur des données de collisions, a permis de développer une procédure efficace avec un taux de réjection très faible des photons du signal. Cette procédure est utilisée dans toutes les analyses d'ATLAS impliquant des photons. Une étude complémentaire sur des données enregistrées en absence de collision pourrait permettre d'affiner la procédure. Enfin, cette procédure doit être utilisée avec prudence dans le cadre de la recherche d'événements exotiques. Des modèles supersymmétriques prévoient par exemple l'existence de particules ayant un temps de vie important. Un photon issu de la désintégration d'une telle particule aura un temps de *cluster* très en retard sur la collision : le critère sur le temps du *cluster* de la procédure ne doit donc pas être utilisé dans le cadre de ces analyses.

Des études complémentaires doivent également être menées dans le contexte des recherches de nouveaux phénomènes dans les événements monophoton. La sélection de la région de signal de cette analyse possède de très fortes similitudes avec l'échantillon de contrôle enrichi en mauvais photons utilisé pour l'élaboration de la procédure de nettoyage. Les critères de la procédure ont donc un impact important sur la sélection des événements. Un raffinement de la procédure pourrait être un atout pour cette analyse.

Troisième partie

Analyse des événements diphoton

7

Analyse des événements diphoton

Sommaire

7.1 Stratégie de l'analyse . . . 126
7.2 Sélection des événements . . . 128
7.3 Simulation . . . 129
7.4 Estimation du bruit de fond . . . 129
7.4.1 Bruit de fond irréductible . . . 130
7.4.2 Bruit de fond réductible . . . 133
7.4.3 Détermination de la composition du bruit de fond . . . 137
7.4.4 Estimation finale du bruit de fond . . . 143
7.4.5 Signifiance statitistique . . . 145
7.4.6 Incertitudes sur la modélisation du bruit de fond . . . 145
7.5 Interprétation des résultats . . . 146
7.6 Modélisation des signaux . . . 147
7.6.1 Simulation des signaux . . . 147
7.6.2 Efficacité de la sélection . . . 149
7.6.3 Distributions cinématiques . . . 151
7.6.4 Incertitudes systématiques . . . 152
7.7 Prédictions théoriques des signaux . . . 157
7.7.1 Corrections d'ordres supérieurs . . . 157
7.7.2 Incertitudes liées aux fonctions de distribution de partons. . . . 158
7.8 Contraintes sur les modèles . . . 159
7.8.1 Traitement statistique . . . 159
7.8.2 Contraintes sur les modèles de type RS . . . 161
7.8.3 Contraintes sur les modèles de type ADD . . . 163
7.8.4 Optimisation de la région de recherche du signal ADD . . . 165
7.8.5 Combinaison avec l'analyse dilepton d'ATLAS . . . 166
7.9 Conclusion . . . 169

Dans ce chapitre, nous abordons l'analyse des événements diphoton de haute masse invariante. L'analyse décrite ici a été publiée dans le journal intitulé New Journal of Physics et correspond à la référence [83] de ce document.

7.1 Stratégie de l'analyse

L'objectif de cette analyse est de rechercher de nouveaux phénomènes se manifestant dans un état final avec deux photons. Les événements où la masse invariante du système diphoton est inférieure à 150 GeV font l'objet d'une étude très détaillée dans le contexte de la recherche du boson de Higgs. Cette étude se concentre sur les événements où la masse invariante du système diphoton ($m_{\gamma\gamma}$) est supérieure à 140-150 GeV. L'objectif est de chercher des manifestations de nouveaux phénomènes physiques à très haute masse invariante diphoton.

La première étape de l'étude consiste à étudier les contributions attendues pour la production d'événements diphoton dans le cadre du Modèle Standard.

Commençons par étudier les prédictions théoriques des différents processus susceptibles d'être interprétés comme des événements diphoton. La table 7.1 résume les prédictions du générateur d'événements Pythia [67] pour différents processus dans la région cinématique d'intérêt pour l'analyse, c'est-à-dire avec une énergie dans le centre de masse partonique ($\sqrt{\hat{s}}$) supérieure à 140 GeV.

	MS $\gamma\gamma$	$Z/\gamma^* \to e^+e^-$	QCD
Section efficace (pb)	4.49	4.36	$8.29{\cdot}10^7$
Section efficace/ Section efficace MS $\gamma\gamma$	1	0.97	$1.85{\cdot}10^7$

Table 7.1 – Sections efficaces de production de différents processus du Modèle Standard obtenues avec le programme Pythia en imposant $\sqrt{\hat{s}} > 140$ GeV. La production directe d'événements diphoton prédite par Pythia est nommée MS $\gamma\gamma$, celle d'événements Drell-Yan diélectron est nommée $Z/\gamma^* \to e^+e^-$ et celle de multiples jets de particules est nommée QCD.

Un premier processus à considérer est la production de véritables événements diphoton prédits par le Modèle Standard. Cette production a été discutée en détail dans le chapitre 3. Ces événements possèdent un état final similaire à celui des signaux que nous recherchons, ils portent donc le nom de bruit de fond irréductible. L'évaluation de ce bruit de fond sera discutée dans la section 7.4.1.

Un second processus à considérer est la production d'événements possédant au moins deux électrons isolés dans l'état final. Si au cours de la reconstruction, les deux électrons sont classés comme photons convertis, ces événements contribueront à la production des événements d'intérêt pour notre analyse. D'autre part, dans le cadre du Modèle Standard, la production de ce type d'événements est dominée par le processus Drell-Yan. La section efficace prédite par Pythia, indiquée dans la table 7.1, est similaire à la section efficace de production du bruit fond irréductible. Nous avons vu dans le chapitre 5 que les algorithmes de reconstruction des électrons et des photons permettent de faire une claire distinction entre les photons convertis et les électrons grâce à une recherche performante des vertex secondaires dans le détecteur interne. La production d'événements dilepton sera donc une composante négligeable de la production attendue d'événements diphoton. À l'aide de simulations, la contribution du processus Drell-Yan dans la région de signal de l'analyse a été évaluée à quelques 0.1 % jusqu'à des masses invariantes m_{ee} de 3000 GeV.

Enfin un dernier processus à considérer est la production de multiples jets de particules. Dans un environnement hadronique tel que le LHC, cette production est immense. Comme on peut le voir dans la table 7.1, elle est $\approx 10^7$ fois plus élevée que la production diphoton. Cette énorme différence démontre l'importance de développer des outils puissants pour rejeter ces événements et purifier l'échantillon d'intérêt pour l'analyse. Les méthodes d'identification et d'isolation des photons présentées dans le chapitre 5 jouent donc un rôle crucial pour lutter

contre ce bruit de fond. Sa détermination dans le contexte de cette analyse est décrite dans la section 7.4.2.

Une fois que nous avons déterminé les différentes contributions du Modèle Standard ainsi que leurs importances relatives dans la composition de notre échantillon d'événements diphoton (c.f. section 7.4.3), nous devons trouver un moyen de déterminer la valeur totale de ces contributions. Une première solution consiste à utiliser les prédictions théoriques sur la production d'événements diphoton dans le Modèle Standard. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, différents programmes tels que DIPHOX [105] ou MCFM [106] permettent de calculer, au second ordre de la théorie des perturbations, la section efficace de production d'événements diphoton dans la région cinématique d'intérêt pour l'analyse. Cependant nous avons également vu que les incertitudes liées à ces calculs sont assez importantes, de l'ordre de 20 %.

Une seconde possibilité pour calculer la valeur totale de la prédiction du Modèle Standard consiste à utiliser les données dans une région de contrôle. Nous avons vu dans le chapitre 2 que les expériences du Tevatron ont déjà effectué des recherches similaires et ont trouvé un bon accord entre les données et les prédictions du Modèle Standard. Dans le cadre des recherches de modèles résonants de type RS, des masses supérieures à 500 GeV ont été exclues à 95 % de niveau de confiance pour un couplage très faible, $k/\overline{M}_{Pl} = 0.01$. De même les modèles non-résonants de type ADD ont été contraints de manière significative de telle sorte que ces phénomènes de nouvelle physique sont exclus dans la région de masse invariante inférieure à 500 GeV. Ce travail du Tevatron permet d'envisager l'utilisation de tout ou partie de la région entre 140 GeV et 500 GeV pour normaliser la prédiction du Modèle Standard aux données et ainsi réduire significativement les incertitudes sur cette prédiction. Dans l'analyse des données d'ATLAS récoltées dans les collisions proton-proton à 7 TeV, la région de contrôle en masse invariante à été choisie entre 142 GeV et 409 GeV [1]. L'estimation finale du bruit de fond sera discutée dans la section 7.4.4 et les incertitudes sur cette estimation seront discutées dans la section 7.4.6.

Après avoir effectué une estimation détaillée de la production attendue d'événements diphoton dans le contexte du Modèle Standard, nous devons réaliser une comparaison entre cette prédiction et les données. Cette comparaison sera présentée dans la section 7.5. Ensuite, en présence ou non d'une déviation des données par rapport aux prédictions du Modèle Standard, nous interpréterons les résultats en termes des modèles présentés dans le chapitre 2. Pour cela, nous disposons de simulations des modèles avec des programmes tels que PYTHIA ou SHERPA [101]. Grâce à ces simulations, nous pouvons étudier en détail la cinématique attendue des événements diphoton issus de la désintégration d'un graviton. D'autre part, les données peuvent également être utilisées pour évaluer les propriétés des photons. Cependant, les photons issus de la désintégration d'un graviton possèdent un spectre en impulsion transverse très élevé, ce qui rend la comparaison directe avec les données assez difficile. La qualité des simulations est évaluée en comparant les données à des simulations des processus du Modèle Standard. Les résultats de la comparaison sont ensuite extrapolés dans la région cinématique des photons issus de la désintégration d'un graviton. La section 7.6 décrit l'étude effectuée sur les signaux ainsi que les incertitudes associées à leurs description.

Enfin, la dernière section de ce chapitre, section 7.8 est consacrée à l'étude des contraintes sur les modèles de dimensions supplémentaires RS et ADD.

1. Nous discuterons dans la section 7.4.4 la raison de ce choix spécifique des bornes de la région de contrôle.

7.2 Sélection des événements

Cette analyse, publiée dans la référence [83], utilise l'intégralité des données enregistrées par le détecteur ATLAS en 2011. Il s'agit d'un échantillon d'une luminosité intégrée de 4.9 fb^{-1} de collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV. Les événements sélectionnés doivent satisfaire les critères suivants :

1. Déclenchement du détecteur : les événements sélectionnés doivent satisfaire la chaîne de déclenchement `2g20_loose` décrite dans le chapitre 5 ;
2. Etat du détecteur : les événements sélectionnés doivent provenir de périodes de données (*LumiBlock*) où le détecteur était en état d'enregistrer des données de bonne qualité. La stratégie employée pour assurer la bonne qualité des données est décrite dans le chapitre 6 ;
3. Vertex primaire : l'événement doit posséder au moins un vertex primaire avec au moins trois traces associées ;
4. Critères de présélection : dans chaque événement, il est requis la présence de deux photons avec une impulsion transverse supérieure à 25 GeV, une pseudo-rapidité η^γ satisfaisant la condition $|\eta^\gamma| < 1.37$ ou $1.52 < |\eta^\gamma| < 2.37$ et passant le critère d'identification *loose* (c.f. chapitre 5). De plus chaque photon considéré à la présélection satisfait également les critères de qualité des objets électromagnétiques et ceux de la procédure de nettoyage des photons décrites dans le chapitre 6. Les deux photons avec l'impulsion transverse la plus élevée qui passent ces critères constitueront ensuite le candidat diphoton de l'événement ;
5. Identification des photons : les deux photons constituant le candidat diphoton doivent sastifaire les critères d'identification *tight* (c.f. chapitre 5) ;
6. Isolation des photons : les deux photons constituant le candidat diphoton doivent avoir une isolation calorimétrique inférieure à 5 GeV. Comme nous l'avons discuté dans le chapitre 5, cette isolation est corrigée pour les effets de fuites du candidat photon dans le cône d'isolation et pour les effets d'empilement et de l'événement sous-jacent. Dans cette analyse, nous utilisons l'algorithme de cône standard et non la version avec des *clusters* topologiques ;
7. Bruit dans les calorimètres : réjection des événements avec une bouffée de bruit identifiée dans les calorimètres (c.f. chapitre 6) ;
8. Combinaison : en vue de la combinaison avec l'analyse dilepton, les quelques événements sélectionnés dans les deux analyses sont enlevés de l'analyse diphoton. La majorité de ces événements est située autour du pic du Z avec des masses invariantes inférieures à 140 GeV.

La table 7.2 résume le nombre d'événements sélectionnés après application de chacun des critères de sélection.

Pour calculer les grandeurs cinématiques caractéristiques du système diphoton, il est nécessaire de déterminer la position longitudinale du vertex de l'interaction qui a produit les deux photons. Pour chaque événement, des traces dans le détecteurs internes sont associés à chacun des vertex reconstruits. Le vertex de l'interaction primaire est choisi comme étant le vertex reconstruit dont la somme vectorielle des impulsions transverses des traces est la plus élevée.

Critère de sélection	Nombre d'événements sélectionnés
1. Déclenchement du détecteur	6459127
2. Etat du détecteur et vertex primaire	6121534
3. Présélection	1232444
4. Identification	222544
5. Isolation	141277
6. Bouffées de bruit calorimétrique	140889
7. Retrait des événements dilepton	135196

TABLE 7.2 – Nombre d'événements de données passant les différentes étapes de la sélection.

7.3 Simulation

Des échantillons de simulation Monte-Carlo sont utilisés dans cette analyse pour étudier la réponse du détecteur ATLAS aux différents scénarios RS et ADD mais aussi aux processus diphoton du Modèle Standard. Les programmes PYTHIA et SHERPA sont utilisés pour générer des événements. Pour les échantillons générés avec PYTHIA, le jeu de paramètres MC11 [142] est utilisé à la génération des événements. Tous les échantillons générés sont ensuite traités à travers la simulation GEANT4 [103] du détecteur ATLAS [104].

Cette infrastructure de simulation est antérieure à la prise de données de 2011. Quelques corrections, basées sur des études réalisées avec les données récoltées sont appliquées à la simulation :

— la modélisation de l'effet d'empilement (*pileup*) s'effectue en pondérant le profil du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux ($< \mu >$) dans la simulation afin de reproduire celui des données ;

— une correction supplémentaire est appliquée pour reproduire au mieux la résolution du détecteur. Cette correction est basée sur la mesure du terme constant du calorimètre électromagnétique dans les données (c.f. section 5.3.4) ;

— afin de reproduire au mieux les distributions des variables de gerbes utilisées pour identifier les photons, les variables sont modifiées événement par événement dans les échantillons de simulation. Les modifications (appelés *fudge factors*) résultent d'une comparaison entre les données et la simulation Monte-Carlo. Cette comparaison est discutée dans la section 5.4.3.

7.4 Estimation du bruit de fond

Comme nous l'avons discuté dans la section 7.1, le bruit de fond se sépare en deux composantes. Le bruit de fond dominant est la production de vrais événements diphoton dans le contexte du Modèle Standard. Ce bruit de fond possède le même état final que le signal recherché, il est nommé bruit de fond irréductible.

Le second bruit de fond important provient d'un jet de particules mal identifié comme un photon. Ce bruit de fond ne possède pas le même état final que le signal. Si les outils de réjection étaient parfaits, il ne serait pas présent dans notre recherche, c'est pourquoi il est appelé bruit de fond réductible.

La contribution au bruit de fond des autres processus du Modèle Standard tels que la production Drell-Yan d'événements diélectron ou la production de paire $t\bar{t}$ a été estimée négligeable en appliquant la sélection décrite dans la section 7.2 sur des échantillons de simulation de ces processus.

7.4.1 Bruit de fond irréductible

Le bruit de fond irréductible est constitué de deux composantes distinctes : la production d'événements avec deux photons émis du processus primaire soit par fusion de gluons ou par annihilation quark-antiquark et la production d'un photon et d'un quark ou de deux quarks où le(s) quark(s) fragmente(nt) en photon(s) avant hadronisation. Si le(s) photon(s) de fragmentation emporte(nt) une grande partie de l'énergie du(des) quark(s), l'événement est assimilé à un vrai événement diphoton.

Le programme de simulation Pythia est utilisé pour générer des événements issus des processus de production directe à l'ordre dominant de la théorie des perturbations. Afin d'obtenir une quantité d'événements importante dans la région à haute masse invariante, quatre échantillons avec différents seuils sur l'énergie dans le centre masse partonique [2] ($\sqrt{\hat{s}}$) et d'impulsion transverse des photons (p_T^γ) de l'état final sont générés. De plus, un filtre est appliqué pour s'assurer que les deux photons de l'événement soient dans l'acceptance du détecteur. Ce filtre consiste simplement en l'application d'un critère de sélection sur la pseudorapidité des photons, $|\eta^\gamma| < 2.37$, et sur leur impulsion transverse $p_T^\gamma > 15\,\text{GeV}$. La table 7.3 résume les informations des seuils ainsi que les sections efficaces des échantillons obtenus.

Numéro	Seuil en $\sqrt{\hat{s}}$ (GeV)	Seuil en p_T^γ (GeV)	Section efficace (fb)	Efficacité du filtre (%)	Nombre d'événements simulés
1	aucun	15	868.1×10^3	13.2	500000
2	200	15	3332	41.8	200000
3	800	15	28.57	30.4	80000
4	1500	15	1.54	21.3	20000

Table 7.3 – Echantillons de simulation d'événements diphoton du Modèle Standard simulés avec Pythia.

Les événements simulés avec Pythia sont ensuite traités à travers la simulation Geant4 optimisée pour les études des données de 2011 du détecteur ATLAS et reconstruits avec les mêmes algorithmes que les données.

Enfin, comme nous l'avons vu dans le chapitre 3, la modélisation du bruit de fond irréductible doit prendre en compte deux phénomènes supplémentaires : la présence de processus de fragmentation et les effets des termes d'ordre supérieur. On utilise le programme Diphox pour tenir compte de ces deux phénomènes. La prédiction de Pythia est corrigée pour obtenir le même résultat que Diphox. Puisque notre objectif est de modéliser la masse invariante du système diphoton, le facteur de correction est calculé en fonction de cette masse invariante. De plus, les critères d'acceptance, c'est-à-dire les coupures sur l'impulsion transverse ainsi que sur la pseudorapidité, sont appliqués. La dépendence du facteur de correction en fonction de la masse invariante du système diphoton est représentée sur la figure 7.1. Ce facteur de correction n'est pas constant, les effets additionnels impliquent une modification du spectre de masse invariante de la prédiction de Pythia.

2. En l'absence de radiations dans l'état initial ou l'état final, l'énergie dans le centre de masse partonique $\sqrt{\hat{s}}$ correspond à la masse invariante du système diphoton

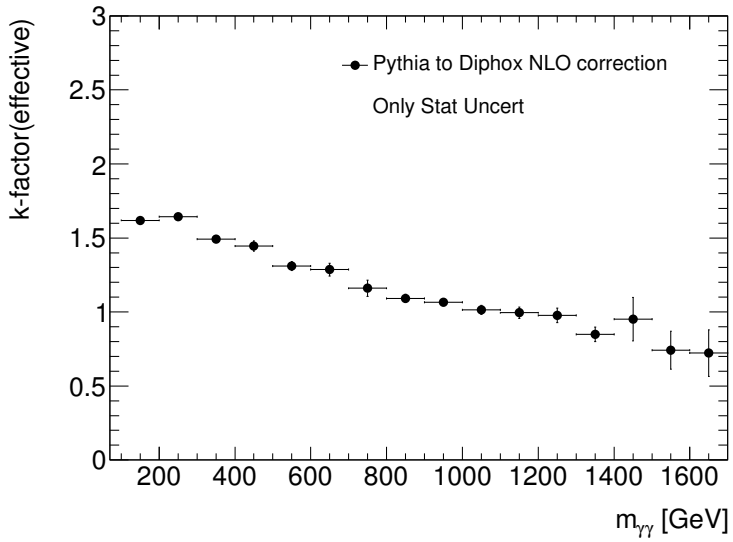


FIGURE 7.1 – Facteur de correction effectif DIPHOX/PYTHIA en fonction de la masse invariante du système diphoton. Les barres d'erreurs correspondent uniquement aux erreurs statistiques provenant de la taille des échantillons simulés.

Le calcul du taux de production d'événements diphoton avec DIPHOX nécessite de choisir arbitrairement un certain nombre de paramètres. Comme nous l'avons déjà abordé dans le chapitre 3, les variations de ces paramètres peuvent impliquer des changements significatifs dans les résultats obtenus. Ces paramètres sont les suivants :

1. Les fonctions de distribution de partons (PDFs) : Le choix d'un jeu de PDFs influence le résultat. En général ce jeu de PDFs est fourni avec une estimation des erreurs que l'on peut propager dans le calcul final. Une comparaison entre divers jeux permet également d'estimer la taille des variations liées aux méthodes employées pour les calculer. Dans le cadre de cette analyse, la prédiction nominale de DIPHOX a été effectuée avec le jeu `MSTW2008NLO` [97]. Les incertitudes ont été calculées en utilisant celles fournies avec le jeu `MSTW2008NLO`. Une comparaison entre `MSTW2008NLO`, `MRST2007LOMOD` [143] et `CTEQ6.6M` [96] a mené à l'ajout d'une incertitude supplémentaire ;
2. La contribution des ordres supérieurs : les calculs de DIPHOX ont été effectués au second ordre de la théorie des perturbations. L'impact des contributions supplémentaires sur le résultat final doit être évalué. La méthode employée consiste à changer la valeur des échelles caractéristiques du calcul par un facteur 0.5 et par un facteur 2 ;
3. Le critère d'isolation : lors du calcul de la section efficace, un critère d'isolation partonique est appliqué. Cependant, il est difficile d'évaluer la correspondance entre l'isolation partonique et l'isolation mesurée dans les données avec les informations des détecteurs. L'estimation centrale est effectuée en appliquant un critère d'isolation de 7 GeV et une variation de ce critère de 5 GeV et 15 GeV permet d'estimer l'incertitude associée à ce choix ;
4. Comparaison avec un autre outil : les calculs des taux de productions d'événements diphoton sont également implémentés dans d'autres programme que DIPHOX tel que MCFM. Une comparaison entre DIPHOX et MCFM a montré que les deux générateurs fournissent des résultats similaires.

La figure 7.2 résume l'incertitude relative par rapport à la prédiction nominale de DIPHOX en fonction de la masse invariante du système diphoton. Cette incertitude est assez importante sur tout le spectre en masse invariante, de l'ordre 20–25 %.

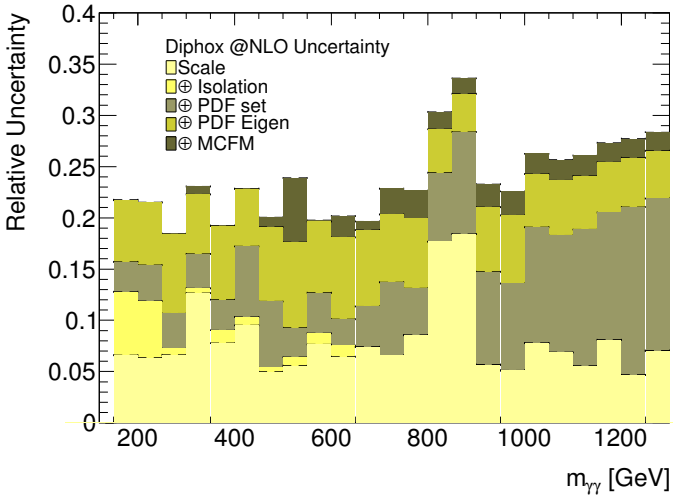


FIGURE 7.2 – Incertitude relative sur la section efficace différentielle de production d'événements diphoton ($d\sigma/dm_{\gamma\gamma}$).

Dans le contexte de cette analyse, la prédiction totale du bruit de fond est normalisée aux données dans une région de contrôle à basse masse invariante. Les incertitudes présentées sur la figure 7.2 sont donc réduites dans la région à basse masse. La figure 7.3 résume ces incertitudes avec une contrainte de normalisation dans la région de contrôle en masse invariante. Les incertitudes sont extrapolées jusqu'à 3000 GeV.

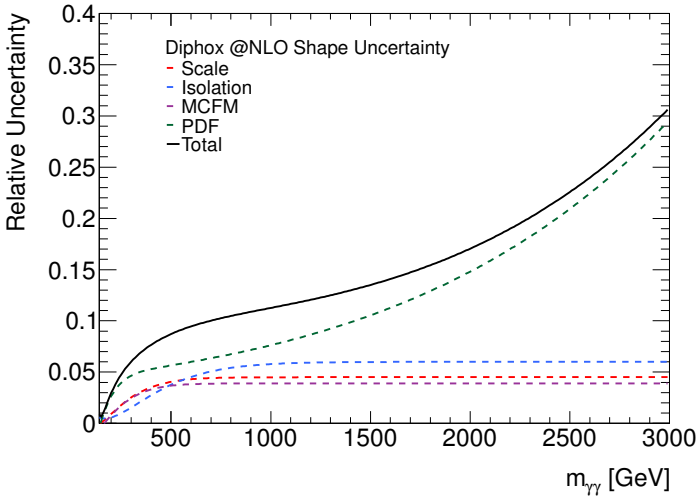


FIGURE 7.3 – Extrapolation de l'incertitude relative sur la section efficace différentielle de production d'événements diphoton ($d\sigma/dm_{\gamma\gamma}$) jusqu'à $m_{\gamma\gamma} = 3000$ GeV. Les prédictions de DIPHOX sont normalisées à la prédiction nominale dans la région de contrôle en masse invariante (142 GeV à 409 GeV).

7.4.2 Bruit de fond réductible

Le bruit de fond réductible dans cette analyse est composé d'événements dans lesquels un objet est identifié par erreur comme un photon. Il s'agit majoritairement de jets de particules déposant la majorité de leurs énergies sous la forme d'un *cluster* bien isolé dans le calorimètre électromagnétique. Ces jets de particules sont dominés par une composante neutre telle qu'un π^0 ou un η. Ces particules se désintègrent presque toujours en une paire de photons, leurs dépôts d'énergie sont donc très similaires à celui d'un vrai photon isolé.

Ce bruit de fond est induit par des jets de particules très spécifiques dont les propriétés sont difficiles à simuler. Nous préférerons donc utiliser les données pour estimer ce bruit de fond.

La méthode repose sur la définition de régions de contrôles basée sur les critères d'identification des photons comme cela est illustrée sur la figure 7.4.

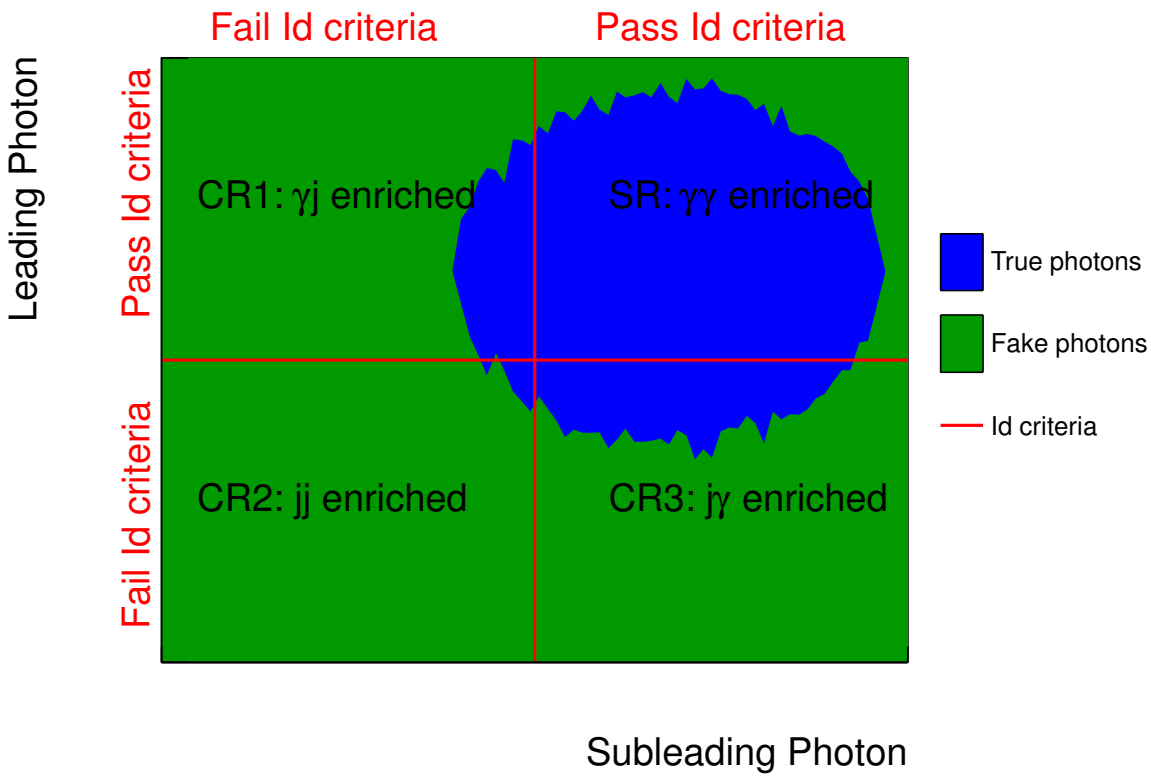


FIGURE 7.4 – Illustration des régions de contrôle utilisées pour l'estimation du bruit de fond réductible dans les données.

L'échantillon de départ est constitué de tous les événements passant la présélection de l'analyse (étape 3 de la sélection décrite dans la section 7.2), notamment les deux photons formant le candidat diphoton doivent passer le critère d'identification *loose*. De plus les deux photons sélectionnés doivent également satisfaire le critère d'isolation. On peut ensuite répartir ces événenements en quatre catégories en fonction du fait qu'un photon satisfait ou non le critère d'identification *tight*. Si un candidat passe la présélection mais échoue les critères de la sélection *tight*, il est très probable que ce candidat ne soit pas un vrai photon. Ainsi, parmi les quatre régions, trois d'entre elles sont des régions de contrôle enrichies en différentes composantes du bruit de fond réductible. Sur la figure 7.4, la région en haut à gauche (CR1) est enrichie en événements du type γ+jet, la région en bas à droite (CR3) est enrichie en événements jet+γ.

La différence entre les régions CR1 et CR3 réside dans l'impulsion transverse du candidat qui échoue le critère d'identification. Nous introduisons cette distinction car la probabilité qu'un jet de particules soit mal identifié comme un photon dépend fortement de l'impulsion transverse du jet. La région en bas à gauche (CR2) sur la figure 7.4 est enrichie en événements de type dijet. La dernière région, où les deux photons satisfont le critère d'identification *tight*, correspond à la région de signal.

Comme illustré sur la figure 7.4, le lot de vrais événements diphoton ne se situe pas exclusivement dans la région de signal. En effet, nous avons vu dans le chapitre 5 que le jeu de critères d'identification *tight* possède une inefficacité de ≈10 % et rejette de vrais photons qui se retrouvent donc dans les régions de contrôle de la figure 7.4. Cette contamination des régions de contrôle est une source d'incertitude de la méthode.

Une seconde source d'incertitude liée à cette méthode réside dans les corrélations entre les variables de forme de gerbe et les variables que l'on souhaite étudier, comme la masse invariante diphoton dans le cas de l'estimation du bruit de fond réductible. Par construction des échantillons de contrôle, les faux candidats photon possèdent des valeurs de variables de gerbe qui sont différentes de celles des candidats de la région de signal. Il faut évaluer à quel point cette différence introduit une erreur dans la modélisation de la distribution de masse invariante diphoton.

La méthode employée pour évaluer ces incertitudes systématiques consiste à faire varier la définition des régions de contrôle. Les différences entre les critères d'identification *loose* et *tight* sont suffisament grandes pour permettre une variation du premier tout en conservant un pouvoir statistique satisfaisant dans les régions de contrôle. Ces variations du critère de présélection sont appelées *loose′*. La table 7.4 fournit la définition des différents critères *loose′* en fonction des variables de gerbe qui sont retirées par rapport à l'identification *tight*. La variation permettra de faire fluctuer à la fois la proportion de vrais photons dans l'échantillon et les différences des variables de gerbe avec les candidats de la région de signal.

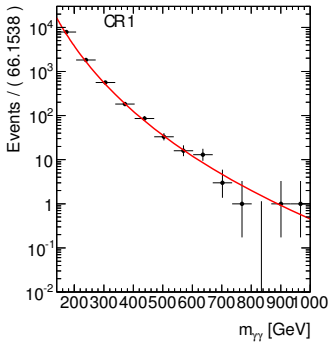
Nom	Variables retirées
tight	-
loose′ 2	$w_{\eta 1}^{tot}$, F_{side}
loose′ 3	$w_{\eta 1}^{tot}$, F_{side}, ΔE
loose′ 4	$w_{\eta 1}^{tot}$, F_{side}, ΔE, ΔE_{max1}
loose′ 5	$w_{\eta 1}^{tot}$, F_{side}, ΔE, ΔE_{max1}, ΔE_{max2}

Table 7.4 – Définition des critères d'identification *loose′* en fonction des variables de gerbe retirées de la sélection par rapport à l'identification *tight*. La définition des variables est donnée dans la table 5.5.

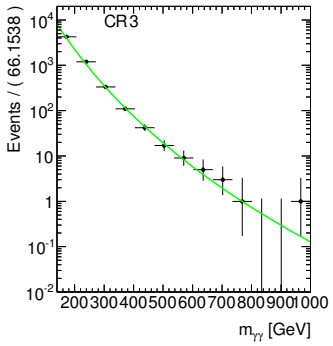
Dans chacune des régions de contrôle, la distribution de la masse invariante diphoton est ajustée avec une fonction de la forme suivante :

$$f_{m_{\gamma\gamma}}(x) = x^{k_1 + k_2 \cdot \log(x)} = e^{\left(k_1 \ln(x) + \frac{k_2}{\ln(10)} \ln^2(x)\right)}. \tag{7.1}$$

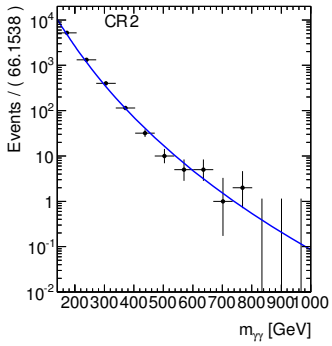
Cette forme fonctionnelle en loi de puissance a été utilisée dans de nombreuses analyses au Tevatron [144] et au LHC [130,145–147]. Elle permet de réaliser un ajustement de la distribution de la masse invariante d'événements dijet sur plusieurs ordres de grandeur. Dans le contexte de cette analyse, nous l'utilisons pour l'ajuster entre 140 GeV et 1000 GeV. Le résultat est ensuite extrapolé jusqu'à 3000 GeV. L'ajustement de la loi de puissance dans les trois échantillons de contrôle définis précédemment est présenté sur la figure 7.5. La table 7.5 résume les résultats obtenus pour les paramètres de ces ajustements.



(a) échantillon enrichi en événements γ+jet (CR1).



(b) échantillon enrichi en événements jet+γ (CR3).



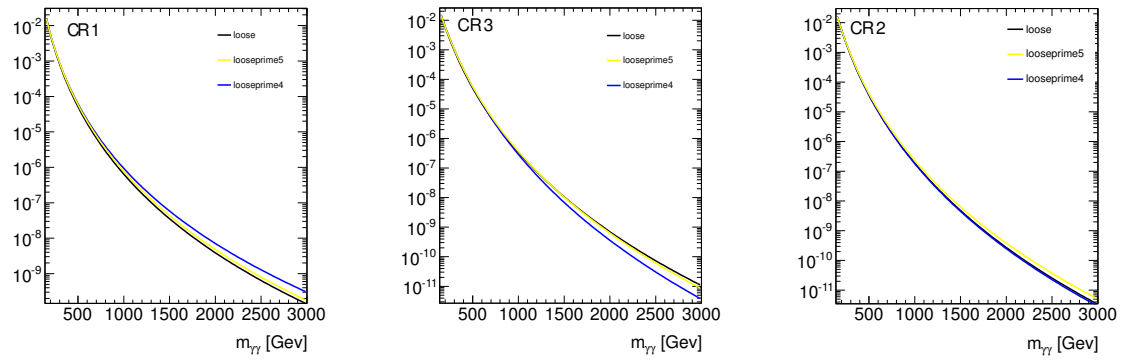
(c) échantillon enrichi en événements dijet (CR2).

FIGURE 7.5 – Distribution de la masse invariante du système diphoton dans les échantillons de contrôle avec la présélection *loose*. La courbe superposée est le résultat d'un ajustement avec une loi de la forme $x^{k_1+k_2\cdot\log(x)}$.

Critère de présélection	Echantillon	Paramètre	Valeur	χ^2/ndf de l'ajustement
loose	CR1	k1	9.5 ± 0.05	0.80
		k2	-1.28 ± 0.005	
	CR3	k1	3.6 ± 0.04	0.43
		k2	-0.75 ± 0.004	
	CR2	k1	9.7 ± 0.05	1.54
		k2	-0.95 ± 0.004	
loose′ 4	CR1	k1	12.1 ± 0.07	0.88
		k2	-1.5 ± 0.005	
	CR3	k1	3.3 ± 0.05	0.59
		k2	-0.77 ± 0.005	
	CR2	k1	9.9 ± 0.2	0.30
		k2	-1.3 ± 0.01	
loose′ 5	CR1	k1	10.7 ± 0.06	0.78
		k2	-1.37 ± 0.005	
	CR3	k1	4.1 ± 0.04	0.35
		k2	-0.79 ± 0.004	
	CR2	k1	9.4 ± 0.07	0.92
		k2	-1.3 ± 0.007	

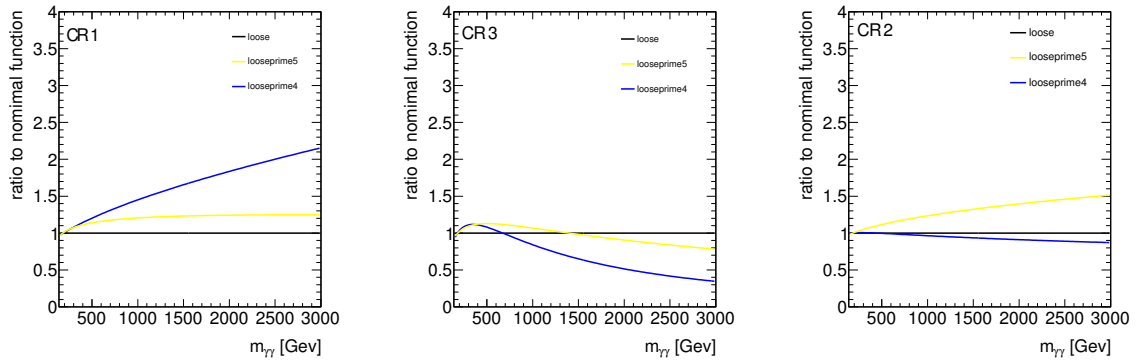
TABLE 7.5 – Résultats des ajustements de la masse invariante diphoton par une loi de puissance dans les échantillons de contrôle de l'estimation du bruit de fond réductible.

L'ajustement est effectué plusieurs fois pour chaque région de contrôle en faisant varier la taille des échantillons qui composent ces régions. Afin d'éviter d'introduire une trop forte contamination des vrais photons, seules les variations *loose*′4 et *loose*′5 sont considérées ici. L'extrapolation de l'ajustement jusqu'à des masses invariantes de 3000 GeV est montrée sur la figure 7.6. De plus, une comparaison entre les ajustements sur les échantillons *loose*, *loose*′4 et *loose*′5 est présentée sur cette figure. Sur la figure 7.7 est reporté le rapport entre la distribution extraite avec la présélection *loose* et les présélections *loose*′ 4 et *loose*′ 5. Le rapport entre les distributions est présenté après que chacune des distributions ait été normalisée à la même valeur dans la région de contrôle en masse invariante. Ce rapport, représenté sur la figure 7.7, atteint jusqu'à 200 % dans le cas de l'échantillon enrichi en événements γ+jet. La différence entre *loose* et *loose*′ est donc significative.



(a) échantillon de type γ+jet (b) échantillon de type jet+γ (c) échantillon de type dijet

FIGURE 7.6 – Extrapolation de l'ajustement de la masse invariante diphoton jusqu'à 3000 GeV.



(a) échantillon de type γ+jet (b) échantillon de type jet+γ (c) échantillon de type dijet

FIGURE 7.7 – Rapport entre l'extrapolation de l'ajustement nominal (avec la présélection *loose*) et l'extrapolation de l'ajustement avec la présélection *loose*′4 (en bleu) et *loose*′5 (en jaune).

7.4.3 Détermination de la composition du bruit de fond

La composition du bruit de fond est déterminée dans la région de contrôle à basse masse invariante (142 GeV à 409 GeV). Comme nous l'avons vu dans la section 7.1, les bruits de fond que l'on doit considérer sont les événements diphoton du Modèle Standard et les événements où un jet a été mal identifié comme un photon. On peut donc définir quatre composantes : $\gamma\gamma$, γj, $j\gamma$ et jj. La première, $\gamma\gamma$ correspond à la contribution du bruit de fond irréductible, les trois autres correspondent aux bruits de fond réductibles. À chacune de ces composantes, on peut associer le nombre d'événements attendu $N_{\gamma\gamma}$, $N_{\gamma j}$, $N_{j\gamma}$ et N_{jj}. La méthode consiste à utiliser la distribution d'isolation des deux candidats photon. Nous pouvons définir la valeur de l'isolation du photon d'impulsion transverse dominante, $E_{T,1}^{iso}$ et celle de l'isolation du photon d'impulsion transverse sous-dominante, $E_{T,2}^{iso}$. La densité de probabilité étendue[3] $P(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})$ peut s'exprimer en fonction de chacune des composantes selon l'équation suivante :

$$\begin{aligned} P(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}) = N_{\gamma\gamma} \cdot F_{\gamma\gamma}(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}) &+ N_{\gamma j} \cdot F_{\gamma j}(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}) + \\ N_{j\gamma} \cdot F_{j\gamma}(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}) &+ N_{jj} \cdot F_{jj}(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}). \end{aligned} \tag{7.2}$$

La procédure s'effectue en deux étapes. Tout d'abord les formes des distributions (les F_{XX} de l'équation 7.2) sont déterminées. Dans un second temps, un ajustement bidimensionnel de $P(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})$ est effectué sur l'échantillon de contrôle à basse masse invariante. Cet échantillon est constitué des événements diphoton dont la masse invariante diphoton est comprise entre 142 GeV et 409 GeV (la région de contrôle à basse masse) et qui passent la sélection décrite dans la section 7.2 à l'exception du critère d'isolation sur les deux photons qui n'est pas requis. L'ajustement de $P(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})$ permet d'extraire les valeurs des quatres contributions : $N_{\gamma\gamma}$, $N_{\gamma j}$, $N_{j\gamma}$ et N_{jj}.

Cette technique a été employée dans plusieurs analyses effectuées par ATLAS. Elle a été introduite pour effectuer la mesure de la section efficace de production d'événements diphoton [135] et a ensuite été utilisée dans la première publication de cette analyse [130] et dans la recherche du boson de Higgs dans le canal diphoton [148] .

Dans le contexte de la mesure de la section efficace de production diphoton [135], des études de la variable d'isolation dans des simulations d'événements diphoton et photon+jets ont montré que les corrélations entre les isolations des deux photons ou du photon et du jet étaient faibles, inférieures à 5 %. En négligeant ces corrélations, on peut exprimer la distribution bidimensionnelle diphoton et photon+jet comme le produit des deux distributions unidimensionnelles. Ainsi l'équation 7.2 peut se réécrire :

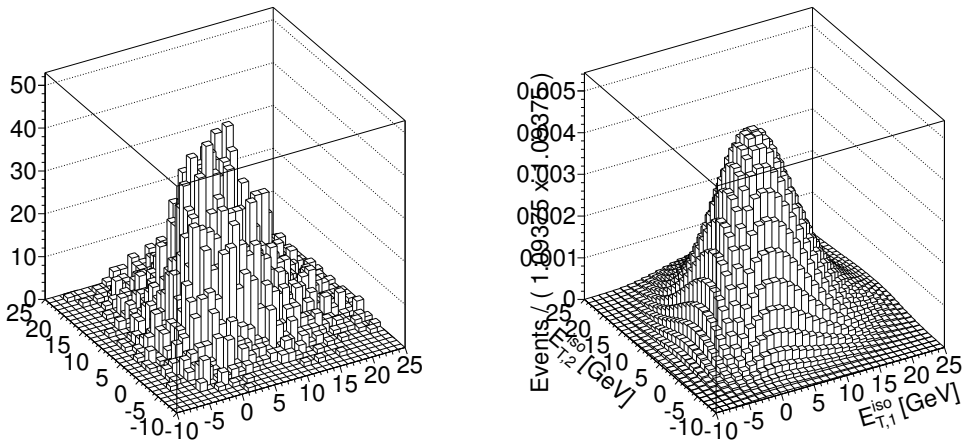
$$\begin{aligned} P(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}) = N_{\gamma\gamma} \cdot F_{\gamma,1}(E_{T,1}^{iso}) F_{\gamma,2}(E_{T,2}^{iso}) &+ N_{\gamma j} \cdot F_{\gamma,1}(E_{T,1}^{iso}) F_{j,2}(E_{T,2}^{iso}) + \\ N_{j\gamma} \cdot F_{j,1}(E_{T,1}^{iso}) F_{\gamma,2}(E_{T,2}^{iso}) &+ N_{jj} \cdot F_{jj}(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso}). \end{aligned} \tag{7.3}$$

Nous devons commencer par déterminer les densités de probabilité $F_{\gamma,1}$, $F_{\gamma,2}$, $F_{j,1}$, $F_{j,2}$ et F_{jj}. Nous utilisons la même méthode que pour la détermination du bruit de fond réductible illustrée par la figure 7.4. Dans ce cas, l'échantillon utilisé correspond à la présélection de l'analyse pour laquelle on requiert également que les deux candidats photon satisfassent l'identification *loose*′ 4. Ceci permet de réduire les corrélations qui existent entre les variables d'identification et d'isolation.

Commençons par déterminer F_{jj}. Dans le cas des événements dijets, la corrélation entre l'isolation des deux candidats est trop importante (de l'ordre de 20 %) pour être négligée. La distribution échantillonnée est donc directement extraite de la région de contrôle CR2 (c.f. figure 7.4). Cette distribution est représentée sur la figure 7.8(a). Pour pouvoir faire un ajustement

3. La densité de probabilité étendue est normalisée à la taille de l'échantillon et non à l'unité.

avec une méthode de vraisemblance non-échantillonnée, nous devons déterminer une expression analytique pour cette distribution. Ceci est réalisé grâce à une approximation de la distribution par une somme de fonctions gaussiennes [4]. Le résultat est représenté sur la figure 7.8(b).



(a) Distribution 2D des isolations des photons dans un échantillon de type dijet

(b) Lissage de la distribution.

FIGURE 7.8 – Distribution bidimensionnelle de l'isolation des deux photons dans un échantillon enrichi en événements dijets. La figure de gauche représente la distribution échantillonnée alors que la figure de droite représente la même distribution après application d'une procédure de lissage par une somme de gaussiennes.

Afin de déterminer les distributions $F_{j,2}$ et $F_{j,1}$, nous utilisons respectivement les régions de contrôle CR1 et CR3 de la figure 7.4. Dans les deux cas, la distribution est ajustée avec une densité de probabilité dite de Novosibirsk [149]. Le résultat de l'ajustement est illustré sur les figures 7.9(a) et 7.9(b).

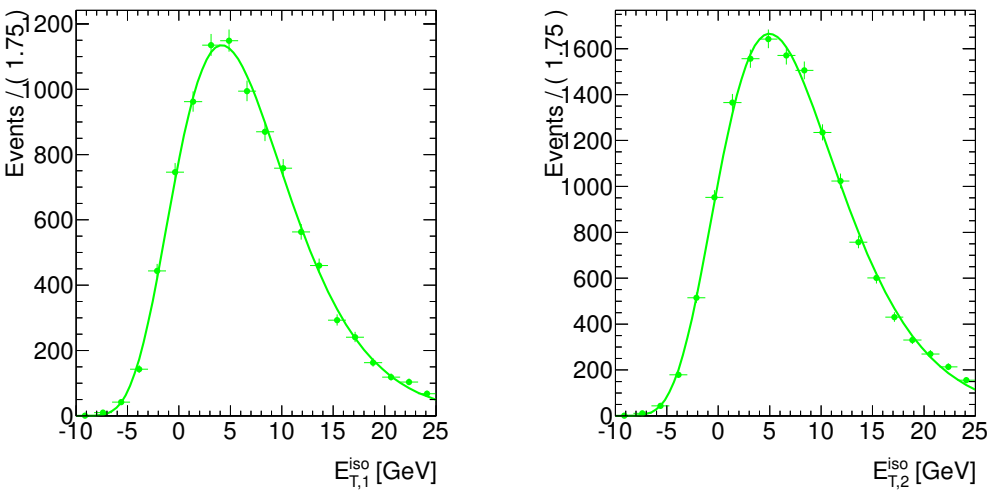
Nous utilisons directement l'échantillon de contrôle à basse masse invariante pour extraire les distributions $F_{\gamma,1}$ et $F_{\gamma,2}$. Tout d'abord, une soustraction du bruit de fond des jets de particules est effectuée. Pour cela, nous faisons l'hypothèse que la queue de la distribution de la variable d'isolation est peuplée uniquement de faux candidats. Ainsi la distribution $F_{j,1}$ ($F_{j,2}$) est normalisée aux données pour des valeurs de $E_{T,1}^{iso}$ ($E_{T,2}^{iso}$) entre 10 GeV et 25 GeV. Un ajustement sur les données des distributions des variables $E_{T,1}^{iso}$ et $E_{T,2}^{iso}$ est ensuite effectué en utilisant les densités de probabilités étendues $F_{tight,1}(E_{T,1}^{iso})$ et $F_{tight,2}(E_{T,2}^{iso})$ définies par l'équation suivante :

$$F_{tight,1}(E_{T,1}^{iso}) = N_{\gamma,1}F_{\gamma,1}(E_{T,1}^{iso}) + N_{j,1}F_{j,1}(E_{T,1}^{iso}) \tag{7.4}$$

$$F_{tight,2}(E_{T,2}^{iso}) = N_{\gamma,2}F_{\gamma,2}(E_{T,2}^{iso}) + N_{j,2}F_{j,2}(E_{T,2}^{iso}) \tag{7.5}$$

Dans les deux ajustements effectués, les paramètres de la distribution des faux candidats ($F_{j,1}$ et $F_{j,2}$) ainsi que les facteurs de normalisation $N_{j,1}$ et $N_{j,2}$ sont fixés. Les paramètres de la distribution $F_{j,1}$ ($F_{j,2}$) sont fixés aux valeurs obtenues par l'ajustement dans la région de contrôle CR1 (CR3). Le facteur $N_{j,1}$ ($N_{j,2}$) est imposé par la contrainte de normalisation de $F_{j,1}$ ($F_{j,2}$) pour les valeurs de $E_{T,1}^{iso}$ ($E_{T,2}^{iso}$) entre 10 GeV et 25 GeV. Les distributions $F_{\gamma,1}(E_{T,1}^{iso})$ et $F_{\gamma,2}(E_{T,1}^{iso})$ sont modélisées par une densité de probabilité *Crystal-Ball* et les facteurs $N_{\gamma,1}$

4. La méthode porte le nom de *gaussian kernel estimation*.

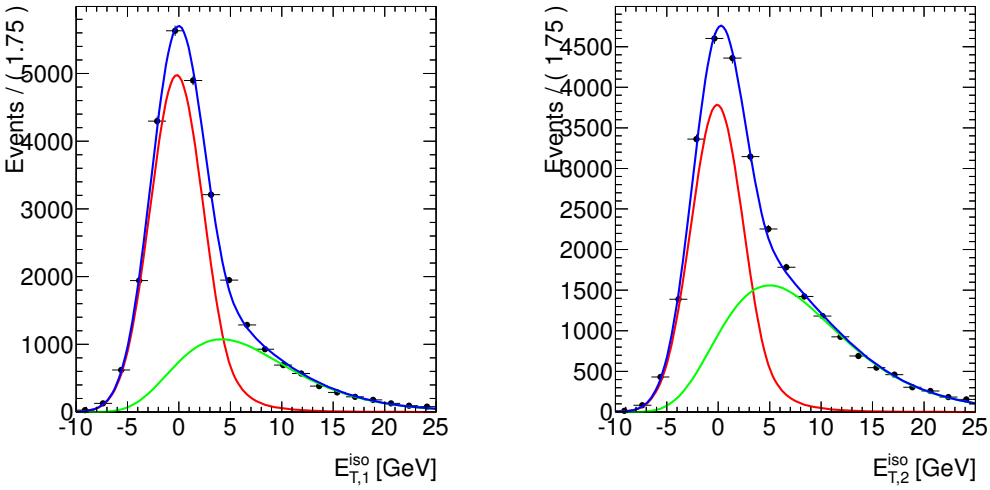


(a) Echantillon CR1

(b) Echantillon CR3

FIGURE 7.9 – Distribution de l'isolation des candidats échouant le critère d'identification *tight* dans les échantillons enrichis en événements γ+jet (CR1) et enrichis en événements de type jet+γ (CR3).

et $N_{\gamma,2}$ sont laissés libres. L'utilisation de cette densité de probabilité a été validée à l'aide d'échantillons purs de photons simulés. Le résultat des ajustements est illustré sur la figure 7.10. Les distributions $F_{\gamma,1}$ et $F_{\gamma,2}$ y figurent en rouge.

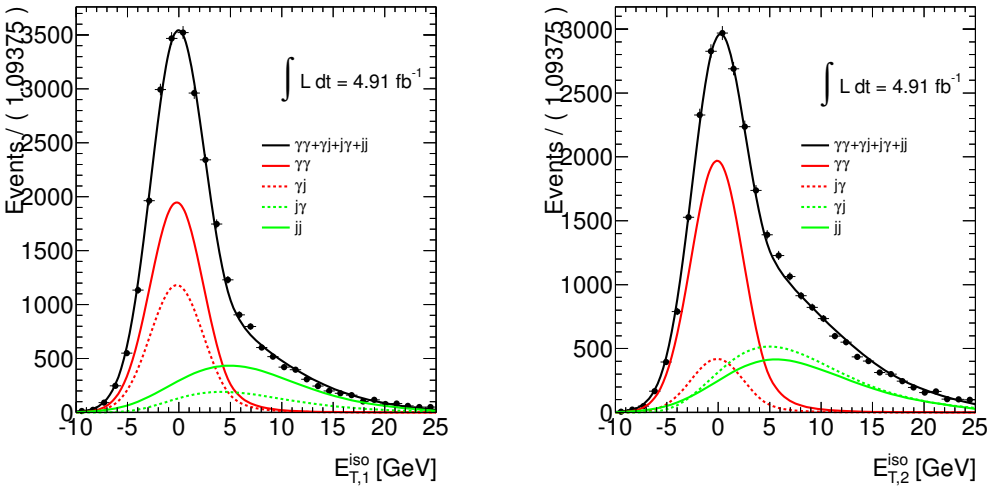


(a) Extration de l'isolation du premier photon.

(b) Extraction de l'isolation du second photon.

FIGURE 7.10 – Extraction de la forme de la distribution d'isolation pour les vrais photons. Les points noirs représentent les données de l'échantillon de contrôle à basse masse invariante où les deux photons ont satisfait le critère d'identification *tight*. La ligne verte représente la distribution des faux candidats normalisée aux données pour les valeurs d'isolation entre 10 GeV et 25 GeV. La ligne rouge représente la distribution des vrais photons et la ligne bleue est le résultat total de l'ajustement sur les données.

Après avoir déterminé chacune des composantes nécessaires à la construction de la densité de probabilité bidimensionnelle $P(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})$, l'ajustement final des facteurs $N_{\gamma\gamma}$, $N_{\gamma j}$, $N_{j\gamma}$ et N_{jj} est effectué sur l'échantillon de contrôle à basse masse invariante. Le résultat de l'ajustement est illustré sur la figure 7.11 où les distributions marginalisées par rapport à $E_{T,2}^{iso}$ (figure 7.11(a)) et par rapport à $E_{T,1}^{iso}$ (figure 7.11(b)) sont représentées.



(a) Projection du résultat de l'ajustement bidimensionnel pour le premier photon.

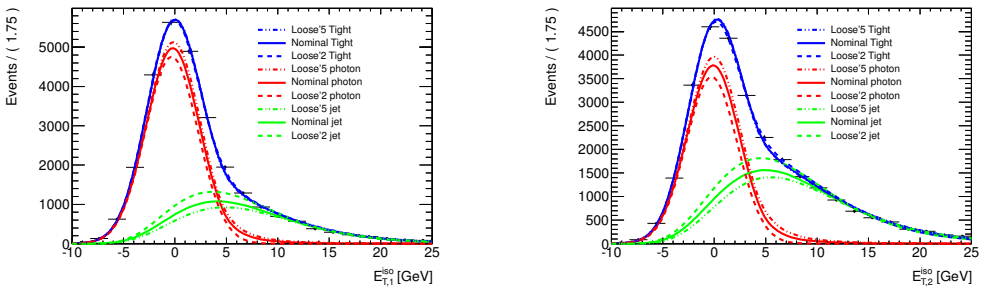
(b) Projection du résultat de l'ajustement bidimensionnel pour le second photon.

FIGURE 7.11 – Ajustement final des isolations des deux photons et extraction de chaque contribution.

Comme nous l'avons mentionné dans la section 7.4.2, les incertitudes associées à cette méthode d'évaluation du bruit de fond sont : la contamination des échantillons de contrôle par du signal et les corrélations entre la variable d'intérêt (ici l'isolation) et les variables d'identification des photons. Pour estimer ces incertitudes, la procédure complète est répétée sur un nouvel échantillon. Cet échantillon est sélectionné en utilisant un critère *loose′* différent de l'estimation nominale. Les incertitudes sont évaluées en comparant l'estimation nominale (avec *loose′* 4) et les estimations avec *loose′* 2, 3 et 5.

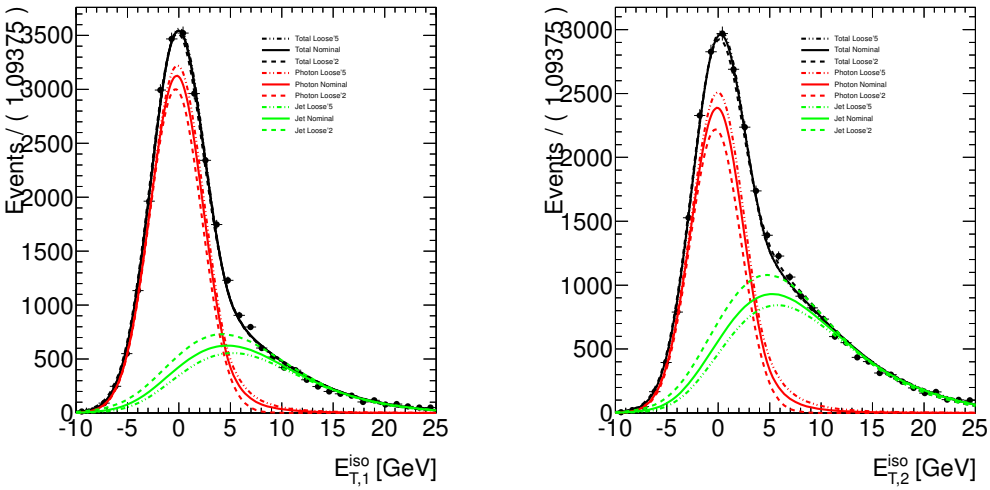
La figure 7.12 illustre l'impact de la variation de l'échantillon de départ sur les distributions des faux candidats $F_{j,1}$ et $F_{j,2}$ et les distributions des vrais photons $F_{\gamma,1}$ et $F_{\gamma,2}$ et la figure 7.13 celui de la variation sur l'ajustement bidimensionnel final. Les fluctuations de l'ajustement final restent relativement faibles malgré des variations importantes dans les distributions des faux candidats. Ces variations ont été répercutées dans les facteurs $N_{\gamma\gamma}$, $N_{\gamma j}$, $N_{j\gamma}$ et N_{jj}. Sur la figure 7.13(b) les variations de l'ajustement final recouvrent néanmoins les désaccords entre l'ajustement et les points de données dans la région au dessus de 5 GeV pour la variable $E_{T,2}^{iso}$.

Finalement, pour déterminer la composition de la région de contrôle en masse invariante, on intègre chacune des composantes de la densité de probabilité étendue $P(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})$ jusqu'à la valeur du critère d'isolation de l'analyse (5 GeVc.f section 7.2). Les facteurs $N_{\gamma\gamma}^{TI}$, $N_{\gamma j}^{TI}$, $N_{j\gamma}^{TI}$ et N_{jj}^{TI}correspondent à la quantité en nombre d'événements de chacune des composante ($\gamma\gamma$,γj,$j\gamma$ et jj) dans la région de contrôle à basse masse invariante. Ils sont définis par les équations



(a) Isolation du premier photon. (b) Isolation du second photon.

FIGURE 7.12 – Impact de la variation de la définition de *loose′* sur les distributions des faux candidats et des vrais photons.



(a) Isolation du premier photon. (b) Isolation du second photon.

FIGURE 7.13 – Impact de la variation de la définition de *loose′* sur l'ajustement final.

suivantes :

$$N_{\gamma\gamma}^{TI} = \int_{-10\,GeV}^{5\,GeV}\int_{-10\,GeV}^{5\,GeV} N_{\gamma\gamma}F_{\gamma\gamma}(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})dE_{T,1}^{iso}dE_{T,2}^{iso}; \tag{7.6}$$

$$N_{\gamma j}^{TI} = \int_{-10\,GeV}^{5\,GeV}\int_{-10\,GeV}^{5\,GeV} N_{\gamma j}F_{\gamma j}(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})dE_{T,1}^{iso}dE_{T,2}^{iso}; \tag{7.7}$$

$$N_{j\gamma}^{TI} = \int_{-10\,GeV}^{5\,GeV}\int_{-10\,GeV}^{5\,GeV} N_{j\gamma}F_{j\gamma}(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})dE_{T,1}^{iso}dE_{T,2}^{iso}; \tag{7.8}$$

$$N_{jj}^{TI} = \int_{-10\,GeV}^{5\,GeV}\int_{-10\,GeV}^{5\,GeV} N_{jj}F_{jj}(E_{T,1}^{iso}, E_{T,2}^{iso})dE_{T,1}^{iso}dE_{T,2}^{iso}; \tag{7.9}$$

et la pureté P se définit suivant l'équation suivante :

$$P = \frac{N_{\gamma\gamma}^{TI}}{N_{\gamma\gamma}^{TI} + N_{\gamma j}^{TI} + N_{j\gamma}^{TI} + N_{jj}^{TI}}. \tag{7.10}$$

Critère *loose′*	$N^{TI}_{\gamma\gamma}$	$N^{TI}_{\gamma j}$	$N^{TI}_{j\gamma}$	N^{TI}_{jj}	P (%)
loose′ 2	9646±136	3086±58	1222±50	1707±32	61.6 ± 0.5
loose′ 3	10120±139	2986±56	1207±49	1379±28	64.5 ± 0.5
loose′ 4(nominal)	10812±138	2640±51	1057±44	1167±24	69.0 ± 0.5
loose′ 5	11647±137	2265±45	886±37	890±20	74.2 ± 0.4

TABLE 7.6 – Résultats incluant les incertitudes statistiques de l'ajustement bidimensionnel des variables d'isolation $E^{iso}_{T,1}$ et $E^{iso}_{T,2}$. La valeur nominale est extraite du scénario *loose′* 4. Les plus grandes déviations observées parmi tous les résultats sont choisies comme incertitudes systématiques.

La table 7.6 résume la composition du bruit de fond dans la région de contrôle en masse invariante obtenue par la méthode de l'ajustement bidimensionnel pour différentes configurations (différents critères *loose′*) de l'échantillon de départ. Les valeurs reportées correspondent aux prédictions de chaque composante dans le contexte de l'analyse, c'est-à-dire après l'application du critère d'isolation. On note que la pureté, reportée dans la dernière colonne de la table 7.6 est de l'ordre de 70 % pour l'ajustement nominal. La région de contrôle à basse masse est dominée par de vrais événements diphoton. L'incertitude systématique sur la détermination de la pureté est d'environ 10 %. Elle est obtenue en considérant les variations les plus importantes dues aux changements du critère *loose′*.

La figure 7.14 illustre l'impact de l'incertitude liée à la composition de la région de contrôle à basse masse sur la prédiction du bruit de fond total. La normalisation de la prédiction aux données dans la région de contrôle à basse masse (entre 142 GeV et 409 GeV) permet de réduire les incertitudes liées à la composition du bruit de fond. Cependant, cette incertitude grandit jusqu'à atteindre 10 % pour des événements ayant une masse invariante diphoton de 3000 GeV.

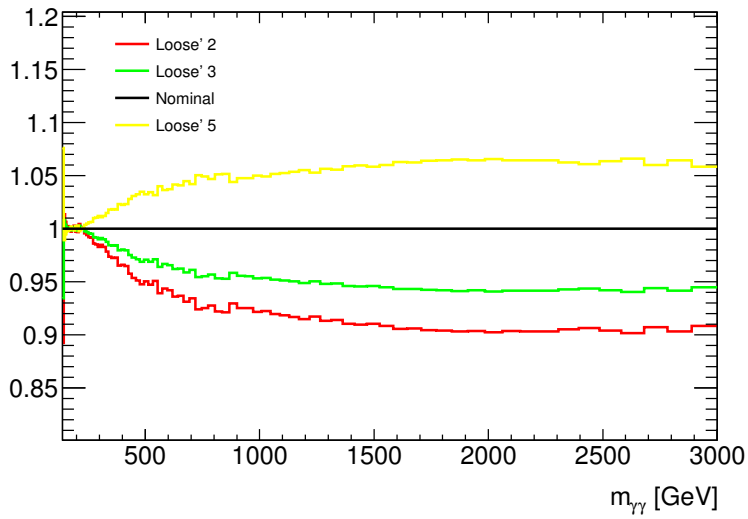


FIGURE 7.14 – Incertitudes liées à la composition de la région de contrôle à basse masse sur la prédiction totale du Modèle Standard en fonction de la masse invariante diphoton. L'incertitude est exprimée comme un rapport entre l'estimation nominale et l'estimation avec la variation systématique appliquée pour différentes définitions de *loose′*.

7.4.4 Estimation finale du bruit de fond

Après avoir discuté la modélisation du bruit de fond irréductible (section 7.4.1) puis celle du bruit de fond réductible (section 7.4.2) et enfin la détermination de la composition de la région de contrôle (section 7.4.3), nous disposons de tous les ingrédients pour effectuer l'estimation finale du bruit de fond. Le bruit de fond irréductible est extrapolé jusqu'à 3000 GeV en utilisant la forme prédite par PYTHIA avec les corrections de DIPHOX jusqu'à 1300 GeV. Au delà, aucune correction n'est appliquée. Grâce aux filtres utilisés lors de la génération, les échantillons PYTHIA ont une taille suffisante pour peupler de façon significative le spectre en masse invariante jusqu'à 3000 GeV. Pour le bruit de fond réductible, les formes ajustées dans les échantillons de contrôle sont également extrapolées jusqu'à 3000 GeV. Pour calculer la prédiction du bruit de fond total, les composantes irréductible et réductible sont ajoutées. Leurs poids respectifs sont déterminés par la valeur centrale du résultat de l'ajustement bidimensionnel des variables d'isolation dans la région de contrôle à basse masse. Ainsi la prédiction totale est normalisée aux données dans la région de contrôle. La table 7.7 résume les prédictions du Modèle Standard ainsi que le nombre d'événements observés dans différents intervalles en masse invariante. La figure 7.15 illustre le spectre de masse invariante diphoton des événements de l'analyse ainsi que l'estimation du bruit de fond. Les bornes des intervalles de la table 7.7 ont été choisies pour correspondre à certaines bornes des intervalles de la figure 7.15. Les incertitudes reportées dans la table comprennent les incertitudes statistiques et systématiques sur les prédictions des bruits de fonds. Puisque la prédiction totale est normalisée aux données dans la région de contrôle, les incertitudes sur la normalisation sont fortement anticorrélées entre les composantes irréductible et réductible. En conséquence l'impact de ces incertitudes sur le bruit de fond total est plus petit que leur impact sur chacune des composantes. Dans la région de contrôle, les incertitudes sur chacune des composantes sont 100 % anticorrelées et par construction la prédiction totale du Modèle Standard est identique au nombre d'événements observés.

Intervalle de masse (GeV)	Prédiction du Modèle Standard			Evénements observés
	Irreductible	Reductible	Total	
$[142, 409]$ Région de contrôle	10195 ± 1092	4586 ± 1092	14781	14781
$[409, 512]$	192 ± 26	43 ± 10	235 ± 20	221
$[512, 596]$	57 ± 8	10.7 ± 2.7	68 ± 7	62
$[596, 719]$	35 ± 5	5.4 ± 1.5	40 ± 4	38
$[719, 805]$	12.0 ± 1.8	1.4 ± 0.4	13.3 ± 1.6	13
$[805, 901]$	7.8 ± 1.2	0.70 ± 0.23	8.5 ± 1.1	10
$[901, 1008]$	4.6 ± 0.7	0.35 ± 0.13	5.0 ± 0.7	2
$[1008, 1129]$	2.7 ± 0.4	0.18 ± 0.07	2.8 ± 0.4	2
$[1129, 1217]$	1.14 ± 0.18	0.064 ± 0.028	1.21 ± 0.18	2
$[1217, 1312]$	0.72 ± 0.12	0.040 ± 0.018	0.76 ± 0.11	0
$[1312, 1414]$	0.50 ± 0.08	0.024 ± 0.012	0.53 ± 0.08	2
$[1414, 1644]$	0.61 ± 0.10	0.024 ± 0.013	0.63 ± 0.10	2
$[1644, 2889]$	0.39 ± 0.08	0.013 ± 0.009	0.40 ± 0.07	0

TABLE 7.7 – Nombre d'événements observés et attendus pour les bruits de fond irréductible, réductible et le bruit de fond total par intervalles de masse invariante diphoton.

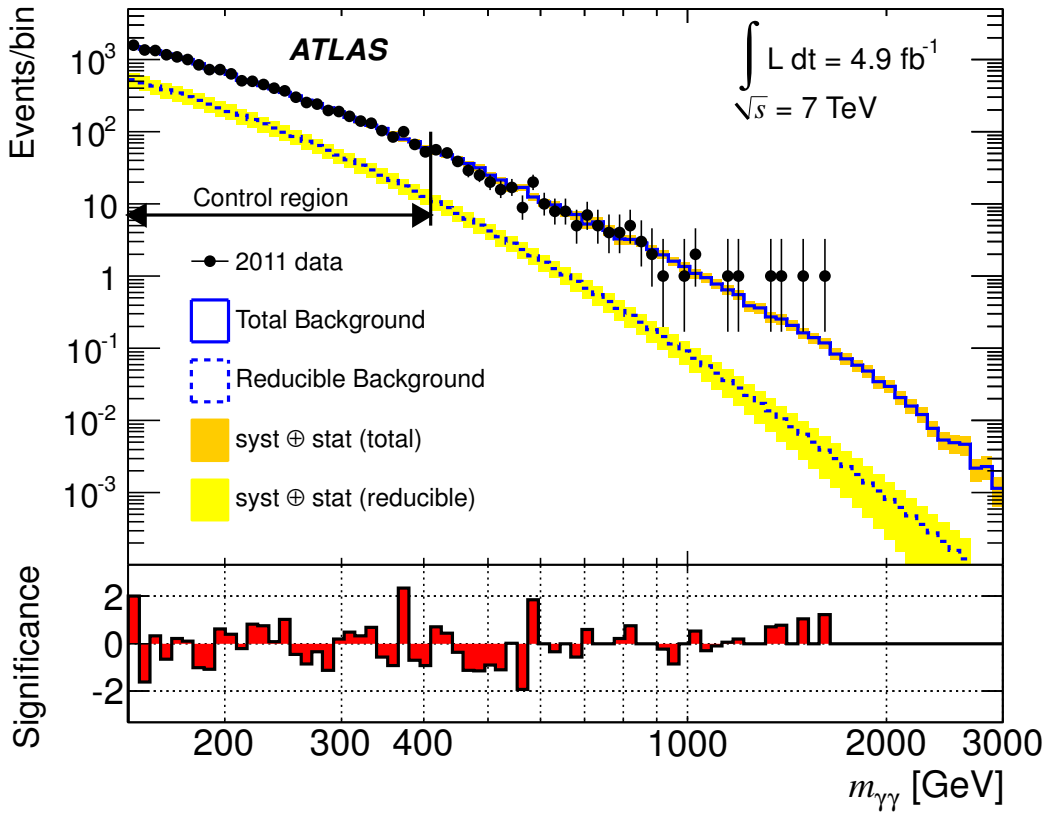


FIGURE 7.15 – (Figure du haut) Distribution de la masse invariante diphoton observée dans les données (points noirs). La prédiction du bruit de fond du Modèle Standard est superposée (histogramme plein bleu). La contribution du bruit de fond reductible est également illustrée (histogramme pointillé bleu). La flèche noire indique la région de contrôle à basse masse utilisée pour normaliser la prédiction attendue du Modèle Standard. (Figure du bas) Signifiance statistique exprimée en nombre de déviations standard par intervalle de masse invariante. Le calcul de cette signifiance suit la convention de la référence [150] (c.f. section 7.4.5).

Choix de la région de contrôle

Comme nous allons le voir dans les paragraphes suivants, les interprétations statistiques des résultats sont effectuées en considérant le spectre en masse invariante échantillonné. Son échantillonnage a été choisi pour avoir un pas logarithmique constant afin de compenser la décroissance très rapide du spectre. Le rapport entre les bornes supérieures et inférieures de chaque intervalle vaut 1.038 pour tous les intervalles. Le spectre est constitué de cent intervalles entre 70 GeV et 3000 GeV. Les bornes des intervalles de la table 7.7 ont été choisies pour coïncider avec des bornes des intervalles du spectre de la figure 7.15. Dans un souci de cohérence, les bornes de la région de normalisation (142 GeV à 409 GeV) ont également été choisies pour coïncider avec des bornes du spectre de la figure 7.15. Les résultats de cette analyse ne sont pas altérés par de petites variations sur les bornes de la région de contrôle ou bien par un changement dans l'échantillonnage du spectre.

7.4.5 Signifiance statitistique

Le graphique au pied de la figure 7.15 illustre la signifiance statistique de la déviation entre les prédictions du Modèle Standard et les données dans chaque intervalle de la distribution de masse invariante échantillonnée. Cette signifiance est quantifiée en nombre de déviations standard. Lors du calcul de cette grandeur, on fait souvent l'hypothèse que la distribution du nombre d'événements dans l'intervalle considéré est gaussienne et la signifiance (S) est calculée avec l'équation suivante :

$$S = \frac{N_{obs} - N_{att}}{\sqrt{N_{att}}}, \tag{7.11}$$

avec N_{obs} le nombre d'événements observés dans les données, N_{att} le nombre d'événements attendus. Cependant, dans le contexte d'une recherche où les derniers intervalles du spectre contiennent très peu d'événements, une description « gaussienne » n'est plus valide. Un calcul plus complexe doit être effectué en considérant que le nombre d'événements dans l'intervalle suit une loi de poisson de paramètre N_{att}. Ce calcul est décrit en détail dans la référence [150]. Il consiste à évaluer la valeur-p (*p-value*) poissonnienne de l'intervalle. Cette valeur-p correspond à la probabilité que la différence entre la valeur observée et la valeur attendue soit due à une fluctuation de la valeur observée. En utilisant les relations avec la signifiance statistique de la loi gaussienne, la valeur-p peut être exprimée en termes de déviation standard gaussienne. C'est cette grandeur qui est reporté sur le graphique au pied de la figure 7.15. Par convention, une signifiance positive représente un excès d'événements observés par rapport à la prédiction et une signifiance négative représente un déficit. Enfin il faut également noter qu'il est possible pour des toutes petites déviations de N_{obs} par rapport à N_{att}, que la valeur-p soit supérieure à 50 %. Or, l'expression d'une telle valeur-p en déviation standard gaussienne n'est pas possible car une valeur-p supérieure à 50 % n'a pas de sens pour une distribution gaussienne. Par convention, pour des valeurs-p supérieures à 50 %, la signifiance statistique n'est pas représentée. Cette situation est présente dans les derniers intervalles en masse invariante de la figure 7.15 où une fraction d'événements est attendue et aucun événement n'est observé.

7.4.6 Incertitudes sur la modélisation du bruit de fond

Avant de discuter l'interprétation du spectre en masse invariante (section 7.5), intéressons-nous aux incertitudes sur la prédiction du Modèle Standard. Ces incertitudes sont représentées sur la figure 7.15 par les bandes jaunes et oranges qui entourent les histogrammnes du bruit de fond réductible et de la prédiction totale. Elles sont également reportées par intervalle de masse invariante dans la table 7.7. La figure 7.16 résume les incertitudes sur la prédiction du bruit de fond total en fonction de la masse invariante diphoton. Ces incertitudes proviennent de trois sources différentes : la modélisation du bruit de fond irréductible (figure 7.3), la modélisation du bruit de fond réductible (figure 7.7) et la composition de la région de contrôle (figure 7.14).

Tout d'abord, on note que les incertitudes assez importantes (jusqu'à 200 %) sur le bruit de fond réductible ont un faible impact (moins de 5 %) sur le bruit de fond total. Ceci s'explique par le fait que le bruit de fond réductible ne constitue qu'une petite fraction du bruit de fond total. Les incertitudes dominantes proviennent de la modélisation du bruit de fond irréductible dominées par les incertitudes sur les fonctions de distribution de partons comme illustré sur la figure 7.3. Finalement, les incertitudes sur le bruit de fond total (figure 7.16) varient entre quelques pourcents pour des masses invariantes autour de 140 GeV jusqu'à 30 % du bruit de fond total pour des masses invariantes de 3000 GeV.

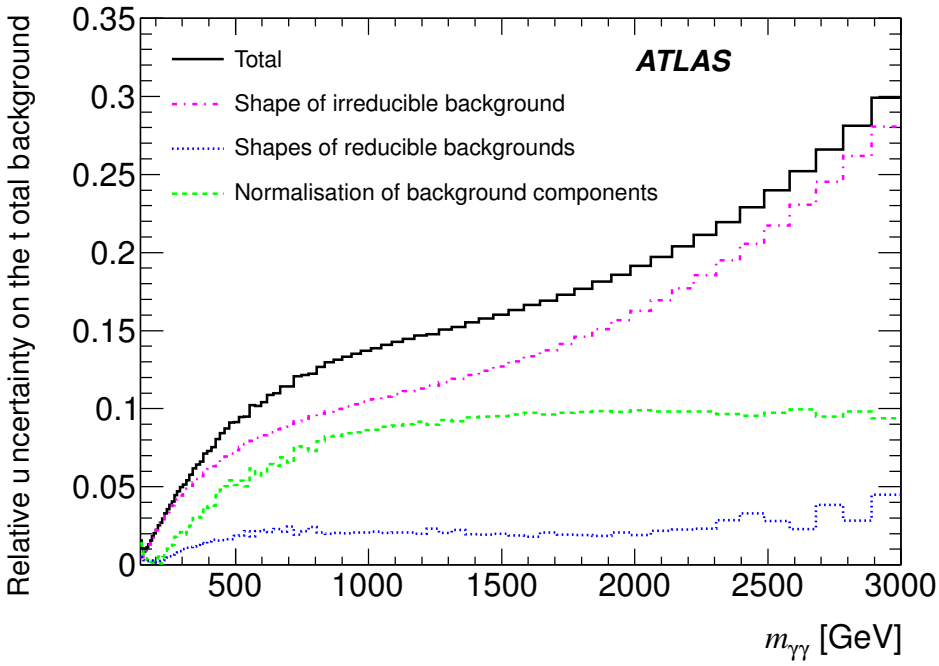


FIGURE 7.16 – Incertitudes sur la prédiction totale du Modèle Standard en fonction de la masse invariante diphoton.

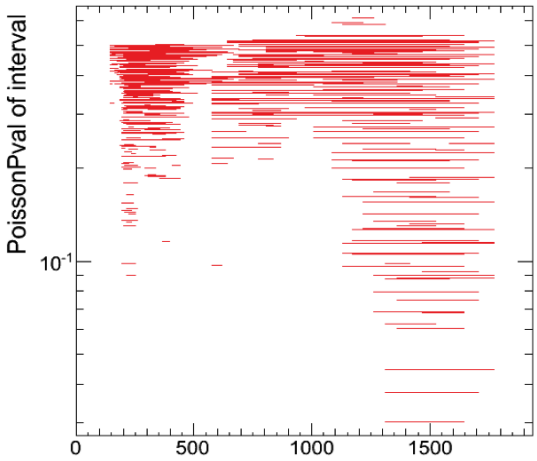
7.5 Interprétation des résultats

L'analyse de la signifiance statistique intervalle par intervalle sur la figure 7.15 permet de tirer une première conclusion sur l'accord entre les données et la prédiction du Modèle Standard. Sur cette figure, on peut observer que la déviation la plus importante entre les données et les prédictions du Modèle Standard dans un intervalle correspond à une déviation d'approximativement 2 déviations standards, ce qui est relativement faible. De plus, on n'observe pas de phénomène étendu sur le spectre. Les excès sont compensés par des déficits dans les intervalles adjacents. Visuellement, l'excès le plus important est observé à la fin du spectre. De façon plus quantitative, nous utilisons l'outil BUMPHUNTER [151] pour tester la présence d'excès dans le spectre et en évaluer la signifiance. Contrairement à la signifiance intervalle par intervalle de la figure 7.15, cet outil permet de rendre compte de phénomènes étendus sur tout le spectre. De plus, le calcul tient compte des incertitudes systématiques. La première étape consiste à sonder tout le spectre dans des fenêtres dont la largeur augmente progressivement. La taille des fenêtres considérées varie entre un seul intervalle de l'histogramme et la moitié de l'histogramme. Pour chaque fenêtre, une valeur-p poissonienne est calculée. La figure 7.17(a) illustre la valeur-p pour différentes fenêtres considérées. Sur cette figure, on note la présence d'un minimum pour la valeur-p. Il s'agit de la fenêtre de masse invariante diphoton entre 1312 GeV et 1644 GeV. Cette région où la valeur-p est minimale répresente la déviation la plus significative des données par rapport à la prédiction du Modèle Standard. La valeur observée du test statistique BUMPHUNTER (noté t) est calculée avec l'équation suivante :

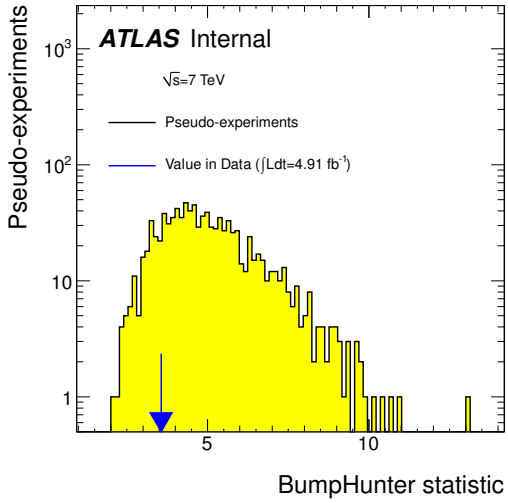
$$t = -\log((\text{valeur-p})^{min}). \tag{7.12}$$

Elle prend la valeur $t = 3.56$.

La distribution attendue pour le test statistique BUMPHUNTER est évaluée avec mille pseudo-



(a) Valeur-p en fonction de la fenêtre de masse invariante diphoton.



(b) Comparaison entre la valeur observée et la distribution attendue pour le test statistique du BumpHunter (noté BumpHunter *statistic* sur la figure).

Figure 7.17 – Résultat du BumpHunter.

expériences pour lesquelles la prédiction du Modèle Standard est tirée aléatoirement en considérant les incertitudes statistiques et systématiques. Cette distribution est représentée par l'histogramme jaune sur la figure 7.17(b). La valeur obtenue $t = 3.56$ est indiquée par une flèche bleue sur la même figure. Finalement, en intégrant la distribution jaune à partir de la valeur observée (flèche bleue) jusqu'à la fin du spectre, on obtient une valeur-p globale de 86 %. Cette valeur-p globale représente la probabilité que la présence dans tout le spectre (entre 142 GeV et 3000 GeV) d'un excès tel que celui observé soit due à une fluctuation du bruit de fond. Cette probabilité étant très grande (86 %), l'excès d'événement observé entre 1312 GeV et 1644 GeV n'est pas significatif. L'accord entre les données et la prédiction du Modèle Standard est très bon, on peut donc utiliser les données pour contraindre les paramètres des modèles RS et ADD introduits dans le chapitre 2.

7.6 Modélisation des signaux

Avant de discuter les résultats en termes de contraintes sur les paramètres des modèles RS et ADD (c.f. section 7.8), nous devons nous intéresser à la modélisation de ces signaux ainsi qu'à la réponse du détecteur vis à vis de leurs signatures.

7.6.1 Simulation des signaux

Signaux RS

Des échantillons de 10^4 événements de simulations du modèle RS sont générés en utilisant Pythia (version 6.424) avec le jeu de fonctions de distribution de partons `MRST2007LOMOD`. Le modèle est complètement déterminé en imposant des valeurs spécifiques aux paramètres m_G et $k/\overline{M}_{Pl}$. La table 7.8 fournit quelques informations sur les échantillons simulés.

m_G (GeV)	$k/\overline{M}_{Pl}$	Largeur de la résonance (GeV)	$\sigma \times BR(G \to \gamma\gamma)$ (fb)
300	0.01	0.039	1113
500	0.01	0.071	88.9
	0.03	0.637	797.0
800	0.01	0.113	6.3
	0.03	0.972	57.3
	0.10	11.407	625.2
1000	0.01	0.138	1.58
	0.03	1.267	14.4
	0.05	3.596	39.7
	0.10	14.288	156.0
1250	0.05	4.462	9.20
	0.10	17.724	36.6
1500	0.05	5.446	2.60
	0.1	20.871	10.2
1750	0.1	24.815	3.31
2000	0.1	27.138	1.16
2250	0.1	31.602	0.43

TABLE 7.8 – Paramètres des échantillons de simulation PYTHIA du modèle RS. La largeur de la résonance et le produit $\sigma \times BR(G \to \gamma\gamma)$ sont prédits à partir des valeurs de m_G et $k/\overline{M}_{Pl}$.

En plus de ces échantillons, un autre beaucoup plus important ($400 \cdot 10^3$ événements) est généré. Cet échantillon (appelé *templateRS*) est conçu pour fournir un nombre d'événements important sur toute une gamme de valeurs de m_G. La procédure de génération démarre avec l'implémentation standard du modèle RS dans PYTHIA avec $m_G = 1\,\text{TeV}$ et $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$. Le terme de la distribution de Breit-Wigner est enlevé et des modifications sur la section efficace dans les queues de la distribution de m_G sont effectuées. Enfin les effets dûs aux fonctions de distribution de partons sont enlevés simultanément pour les termes de production par fusion de gluon et par annihilation quark-antiquark. Cette procédure est effectuée en appliquant un facteur de correction qui dépend de m_G. Une fois que ce spectre « plat » de graviton a été généré, une pondération des événements pour des valeurs spécifiques de m_G et $k/\overline{M}_{Pl}$ peut être effectuée en inversant la procédure événement par événement. Cette procédure a été validée en vérifiant l'accord des distributions cinématiques entre l'échantillon « plat » pondéré et les échantillons de la table 7.8.

7.6.1.1 Signaux ADD

Les échantillons de simulation du signal ADD sont générés avec le programme SHERPA (version 1.3.1) avec le jeu de fonctions de distribution de partons `CTEQ6L1`. Comme le signal ADD possède un terme d'interférence important avec les processus diphoton du Modèle Standard, l'implémentation dans un générateur doit prendre en compte ces processus. Comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, l'implémentation du modèle ADD peut être écrite comme la relation suivante :

$$\sigma_{tot} = \sigma_{MS} + \eta_G \cdot \sigma_{interf} + \eta_G^2 \cdot \sigma_{direct}. \tag{7.13}$$

La signification des différents termes est donnée dans la section 2.4.2.5 du chapitre 2. Nous avons également vu dans cette section que la relation entre η_G et l'échelle de coupure ultraviolette

M_S dépend d'une constante F qui prend des valeurs différentes selon le formalisme de calcul utilisé (GRW, Hewett+, Hewett- ou HLZ). Dans cette analyse, nous imposons des contraintes sur le paramètre d'intensité du signal ADD, η_G. En conséquence, le signal peut être généré avec une définition quelconque de F. La table 7.9 fournit des informations sur les échantillons de simulation que nous avons générés. Nous avons choisi de générer des échantillons dans le formalisme GRW pour avoir des événements de signal avec interférence constructive et Hewett- pour avoir des événements avec interférence destructive. Dans ces deux formalismes, la section efficace de production du signal ADD ne dépend pas du nombre de dimensions supplémentaires n_{ED}. Nous avons donc laissé ce nombre à sa valeur par défaut dans SHERPA, $n_{ED} = 2$. D'autre part, il faut noter qu'un paramètre supplémentaire est disponible dans le programme SHERPA. Il s'agit de l'échelle M_{cut} qui restreint l'énergie dans le centre de masse du processus dur en dessous de la valeur spécifiée. Nous avons fait le choix pour chaque échantillon de tronquer la production d'événements à la valeur $M_{cut} = M_S$ pour chaque échantillon. Les échantillons, générés en appliquant un seuil en masse invariante diphoton de 500 GeV, sont dominés par la production diphoton du Modèle Standard.

M_S(TeV)	M_{cut} (TeV)	Formalisme	σ (fb)
2.5	2.5	Hewett-	154.98
3.0	3.0	Hewett-	152.86
3.5	3.5	Hewett-	158.60
4.0	4.0	Hewett-	154.32
4.5	4.5	Hewett-	154.31
5.0	5.0	Hewett-	156,05
2.5	2.5	GRW	174.05
3.0	3.0	GRW	160.42
3.5	3.5	GRW	159.74
4.0	4.0	GRW	155.60
4.5	4.5	GRW	159.47
5.0	5.0	GRW	157.54

TABLE 7.9 – Echantillons de simulation ADD.

7.6.2 Efficacité de la sélection

Pour contraindre les paramètres des modèles avec des dimensions supplémentaires, nous utilisons le lien entre ces paramètres et le taux de production des événements de signal. L'estimation de ce taux de production nécessite de déterminer l'efficacité d'ATLAS à détecter les événements issus de la désintégration d'un graviton. Cette efficacité se définit comme la fraction d'événements satisfaisant les critères de sélection de l'analyse (décrits dans la section 7.2) parmi tous les événements simulés. La figure 7.18 illustre l'efficacité de sélection des événements en fonction de la masse du graviton (m_G) pour différentes valeurs de $k/\overline{M}_{Pl}$. Cette efficacité augmente en fonction de m_G, atteint un plateau autour de 1700 GeV puis décroît de quelques pourcents. Cette décroissance est liée à la dépendance résiduelle de la variable d'isolation avec l'impulsion transverse du photon que nous avons discutée dans la section 5.5.4. On note également sur la figure 7.18 que l'efficacité ne dépend pas de la valeur du paramètre $k/\overline{M}_{Pl}$. La ligne pleine sur la figure 7.18 représente le résultat d'un ajustement de l'efficacité par un polynôme de degré six dans le cas où $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$.

La table 7.10 résume les résultats des calculs d'efficacité des signaux ADD. Pour chaque

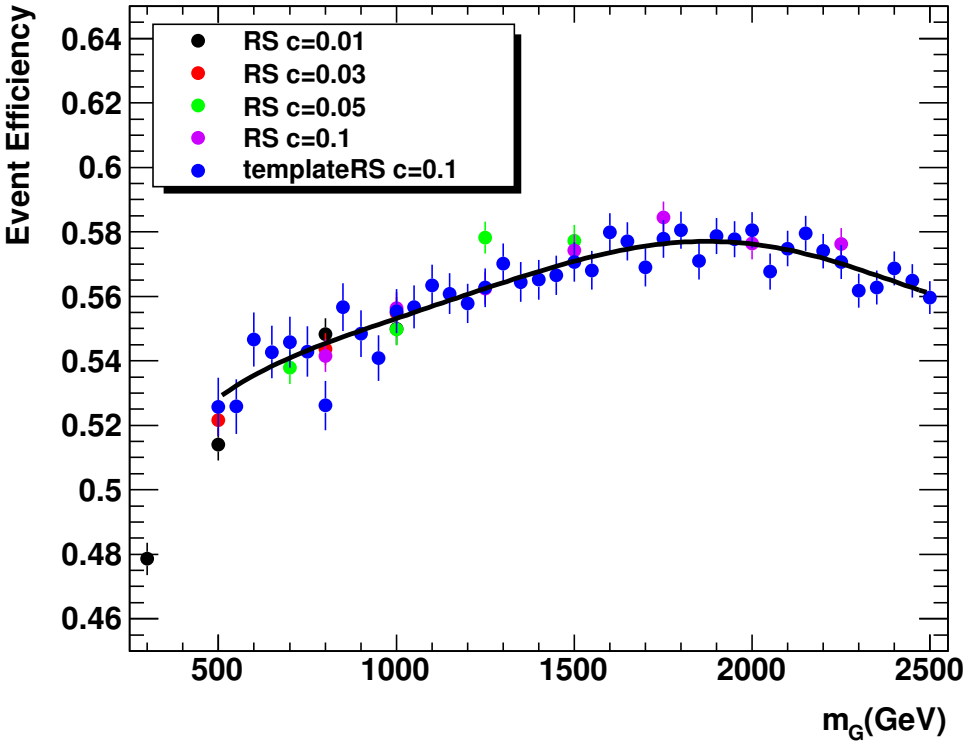


FIGURE 7.18 – Efficacité de la sélection des événements en fonction de m_G pour différentes valeurs de c $= k/\overline{M}_{Pl}$. La ligne pleine représente le résultat d'un ajustement des valeurs pour $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$.

échantillon simulé, nous avons calculé l'efficacité comme le produit de trois facteurs :

1. L'acceptance (A) se définit comme le nombre d'événements satisfaisant les critères d'acceptance cinématique divisé par le nombre total d'événements générés. Les critères d'acceptance cinématique sont les critères de sélection sur l'impulsion transverse et la pseudorapidité des deux photons.
2. L'efficacité ϵ_A^{sel} se définit comme le nombre d'événements satisfaisant les critères de sélection de l'analyse divisé par le nombre d'événements dans l'acceptance cinématique.
3. L'efficacité $\epsilon(m_{\gamma\gamma}^{cut})$ se définit comme le rapport entre les événements passant la sélection de l'analyse dont la masse invariante diphoton satisfait le critère $m_{\gamma\gamma} > m_{\gamma\gamma}^{cut}$ et les événements passant uniquement la sélection de l'analyse. Le seuil en masse invariante est $m_{\gamma\gamma}^{cut}$=1217 GeV. Ce choix est discuté dans la section 7.8.4.

Les efficacités de la table 7.10 sont calculées sur chaque échantillon sans appliquer de soustraction de la composante du Modèle Standard. Comme l'échantillon est dominé par les processus du Modèle Standard, l'efficacité $\epsilon(m_{\gamma\gamma}^{cut})$ est relativement faible. Lorsque M_S augmente, l'intensité du signal ADD diminue et la fraction d'événements de type Modèle Standard augmente dans l'échantillon. En conséquence, l'efficacité $\epsilon(m_{\gamma\gamma}^{cut})$ diminue lorsque M_S augmente. Enfin, les échantillons ont été générés sans appliquer de critères sur la pseudorapidité et l'impulsion transverse des photons. L'acceptance est donc relativement faible, autour de 13 %.

M_S (TeV)	Formalisme	Acceptance (A)	efficacité (ϵ_A^{sel})	$\epsilon(m_{\gamma\gamma}^{cut})$	$A \times \epsilon_A^{sel} \times \epsilon(m_{\gamma\gamma}^{cut})$
2.5	Hewett	$(13.12 \pm 0.34)\%$	$(68.30 \pm 1.28)\%$	$(8.71 \pm 0.94)\%$	$(0.78 \pm 0.09)\%$
3.	Hewett	$(13.39 \pm 0.34)\%$	$(65.99 \pm 1.29)\%$	$(2.61 \pm 0.53)\%$	$(0.23 \pm 0.05)\%$
3.5	Hewett	$(12.72 \pm 0.33)\%$	$(63.89 \pm 1.35)\%$	$(1.33 \pm 0.40)\%$	$(0.11 \pm 0.03)\%$
4.	Hewett	$(12.89 \pm 0.34)\%$	$(68.34 \pm 1.30)\%$	$(1.69 \pm 0.43)\%$	$(0.15 \pm 0.04)\%$
4.5	Hewett	$(13.22 \pm 0.34)\%$	$(65.59 \pm 1.31)\%$	$(0.89 \pm 0.31)\%$	$(0.08 \pm 0.03)\%$
5.	Hewett	$(12.63 \pm 0.33)\%$	$(68.18 \pm 1.31)\%$	$(2.01 \pm 0.47)\%$	$(0.17 \pm 0.04)\%$
2.5	GRW	$(20.69 \pm 0.41)\%$	$(68.39 \pm 1.02)\%$	$(22.64 \pm 1.11)\%$	$(3.20 \pm 0.18)\%$
3.	GRW	$(16.05 \pm 0.37)\%$	$(66.65 \pm 1.18)\%$	$(10.33 \pm 0.93)\%$	$(1.10 \pm 0.10)\%$
3.5	GRW	$(14.57 \pm 0.35)\%$	$(66.06 \pm 1.24)\%$	$(5.61 \pm 0.74)\%$	$(0.54 \pm 0.07)\%$
4.	GRW	$(14.17 \pm 0.35)\%$	$(68.88 \pm 1.23)\%$	$(2.29 \pm 0.48)\%$	$(0.22 \pm 0.05)\%$
4.5	GRW	$(13.95 \pm 0.35)\%$	$(66.01 \pm 1.27)\%$	$(2.40 \pm 0.50)\%$	$(0.22 \pm 0.05)\%$
5.	GRW	$(12.98 \pm 0.34)\%$	$(65.00 \pm 1.32)\%$	$(2.33 \pm 0.52)\%$	$(0.20 \pm 0.04)\%$

TABLE 7.10 – Acceptance et efficacité des signaux ADD.

7.6.3 Distributions cinématiques

Les figures 7.19 et 7.20 illustrent les distributions en impulsion transverse et en pseudorapidité des photons issus de la désintégration d'un graviton de type RS pour différentes valeurs de la masse du graviton (m_G). Sur la figure 7.19, on note que la distribution d'impulsion transverse des deux photons possède un maximum autour de la valeur $m_G/2$, indiquant que le graviton est typiquement produit au repos et que les deux photons sont produits dos-à-dos.

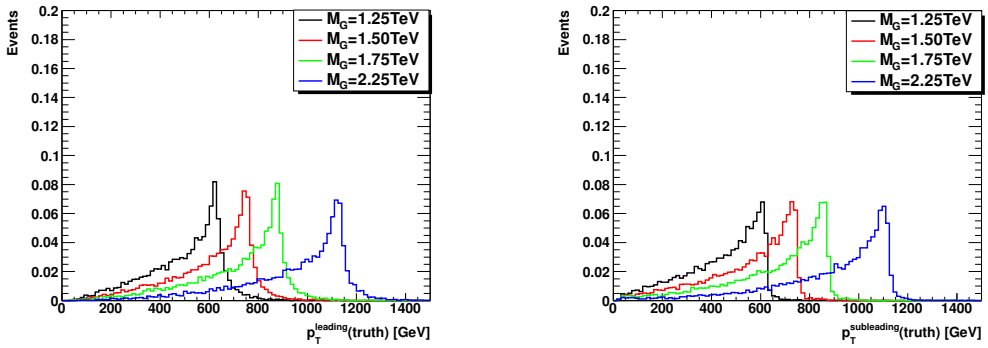


FIGURE 7.19 – Distributions en impulsion transverse (p_T) des photons de différents signaux RS avec $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$.

Sur la figure 7.20, on note que la largeur de la distribution de pseudorapidité des deux photons diminue lorsque m_G augmente. Pour des gravitons plus massifs, le spectre en pseudorapidité est plus central, ce qui implique une augmentation de l'efficacité de détection des événements graviton comme on peut l'observer sur la figure 7.18.

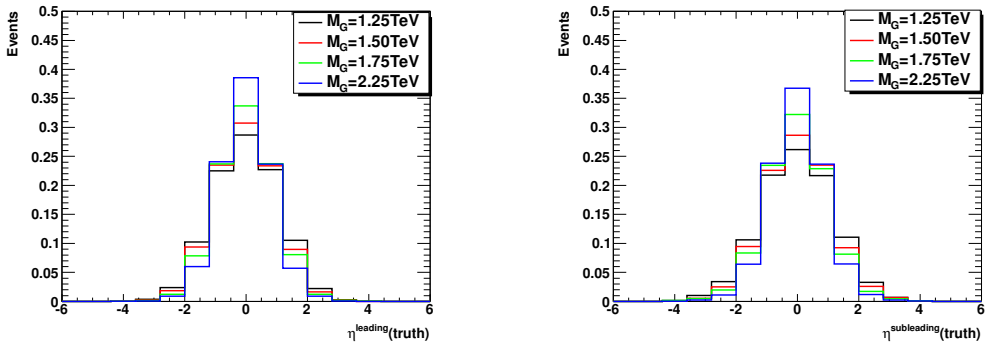


FIGURE 7.20 – Distributions en pseudorapidité (η) des photons de différents signaux RS avec $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$.

7.6.4 Incertitudes systématiques

Dans l'optique de contraindre les paramètres des modèles RS et ADD, il nous faut évaluer les incertitudes qui affectent les prédictions sur les signaux. Le nombre d'événements attendus N_{att} suit la relation suivante :

$$N_{att} = \epsilon \cdot \sigma \cdot L, \tag{7.14}$$

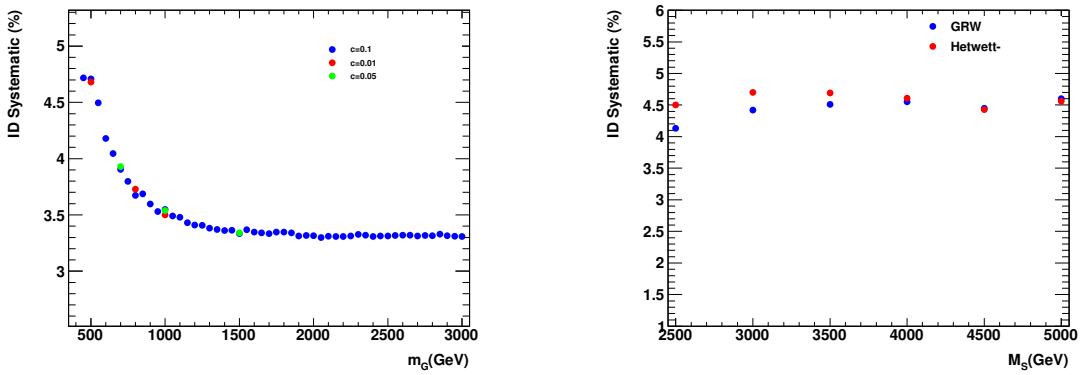
avec ϵ l'efficacité de détection du signal qui inclut également l'acceptance (traitée séparément dans d'autres parties du texte), σ la section efficace théorique et L la luminosité intégrée enregistrée par le détecteur. Chacun des termes de l'équation 7.14 est affecté d'une incertitude. Comme nous l'avons discuté dans le chapitre 4, la luminosité est déterminée de façon globale par un groupe de travail dédié. Une incertitude relative $\Delta L/L$ de 3.9 % est estimée [120] pour les données de 2011. Les incertitudes sur les sections efficaces théoriques de production de graviton de type RS et ADD seront discutées dans la section 7.7. Dans les paragraphes suivants, nous discutons la détermination des incertitudes systématiques affectant l'efficacité de sélection ϵ et la modélisation du spectre de masse invariante dans le cas du modèle RS.

7.6.4.1 Incertitudes sur l'efficacité

La première source d'incertitude que l'on doit considérer provient de l'identification des photons. Des échantillons de simulation sont utilisés pour déterminer l'efficacité d'identification des photons issus de la désintégration d'un graviton. Ces simulations ont été au préalable corrigées (par application de *fudge factors*) mais il nous faut quantifier le désaccord résiduel après ces corrections. Pour cela, nous pouvons nous appuyer sur les mesures de l'efficacité d'identification dans les données. Nous avons déjà discuté ces mesures dans la section 5.4.3. Pour résumer, elles ont été effectuées sur des photons isolés en fonction de leur impulsion transverse, de leur pseudorapidité et de leur état de conversion. Plusieurs approches ont été utilisées (radiation d'un photon par un Z, extrapolation depuis les électrons, échantillon inclusif de photons) et combinées. D'autre part une comparaison avec la simulation a été effectuée permettant ainsi de quantifier l'incertitude liée à l'utilisation de la simulation pour le calcul de l'efficacité d'identification. Comme illustré sur la figure 7.19, le spectre en impulsion transverse des photons issus de la désintégration d'un graviton s'étend au delà de 1000 GeV. Les comparaisons entre données et simulations sont effectuées jusqu'à des impulsions transverses de 300 GeV. La comparaison entre données et simulation est illustrée sur la figure 5.13. Sur cette figure, on peut voir que le désaccord entre la mesure dans les données et la prédiction des simulations diminue lorsque

l'impulsion transverse augmente. Dans cette analyse, nous avons décidé d'extrapoler de façon constante au delà de 1000 GeV l'incertitude évaluée à 300 GeV. La figure 7.21 illustre l'incertitude relative sur l'efficacité de sélection liée à l'identification des photons. Sur la figure 7.21(a), on note que cette incertitude diminue de 4.7 % à 3.3 % en fonction de m_G pour des photons issus de gravitons de type RS. Après $\approx$ 800 GeV, l'incertitude est constante, résultant du choix d'une extrapolation constante.

Pour le scénario ADD, l'incertitude est de $\approx$ 4.5 % sans dépendance à M_S comme illustré sur la figure 7.21(b).

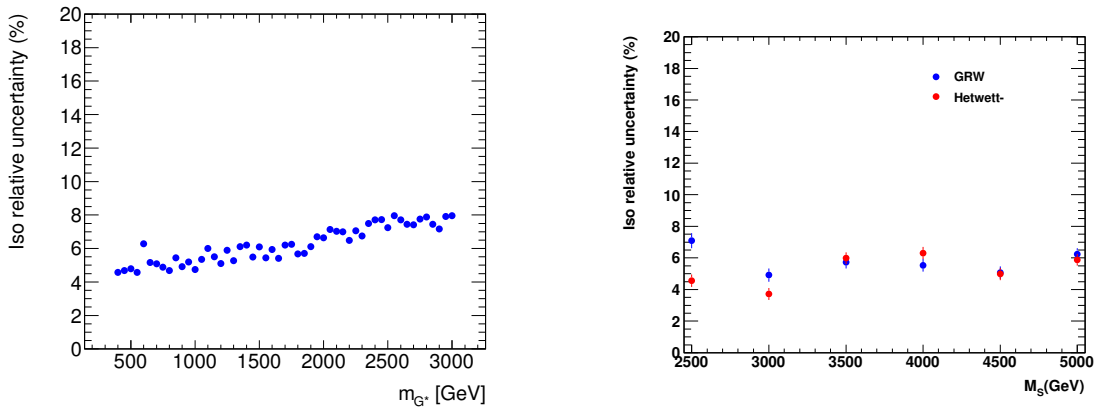


(a) Photons issus d'échantillons de simulation RS. (b) Photons issus d'échantillons de simulation ADD.

FIGURE 7.21 – Incertitudes sur l'efficacité de sélection liées à l'identification des photons.

Une seconde source d'incertitude que nous devons prendre en compte concerne l'isolation des photons. De même que pour l'identification, notre estimation de l'efficacité du critère d'isolation sur les signaux des modèles RS et ADD est effectuée avec des simulations. Nous devons donc évaluer la qualité de la modélisation de l'isolation dans les simulations afin de quantifier l'incertitude sur notre estimation de l'efficacité. Pour cela, une comparaison de la valeur moyenne de l'isolation entre les données et la simulation a été effectuée en fonction de l'impulsion transverse du photon et du nombre de vertex primaires dans l'événement. Cette étude illustrée par les figures 5.19 et 5.21 a permis d'évaluer la différence entre les données et la simulation autour de $\approx$1 GeV. Pour évaluer l'impact de cette différence sur le calcul de l'efficacité, le critère d'isolation a été déplacé à 4 GeV et la différence d'efficacité avec le critère nominal de 5 GeV a été utilisé comme incertitude. La figure 7.22(a) illustre l'incertitude liée à l'isolation sur l'efficacité de sélection pour des photons issus d'un graviton de type RS et la figure 7.22(b) illustre la même quantité pour le modèle ADD. Dans les deux cas, l'incertitude est de l'ordre de 5 % avec peu de variations en fonction des modèles considérés.

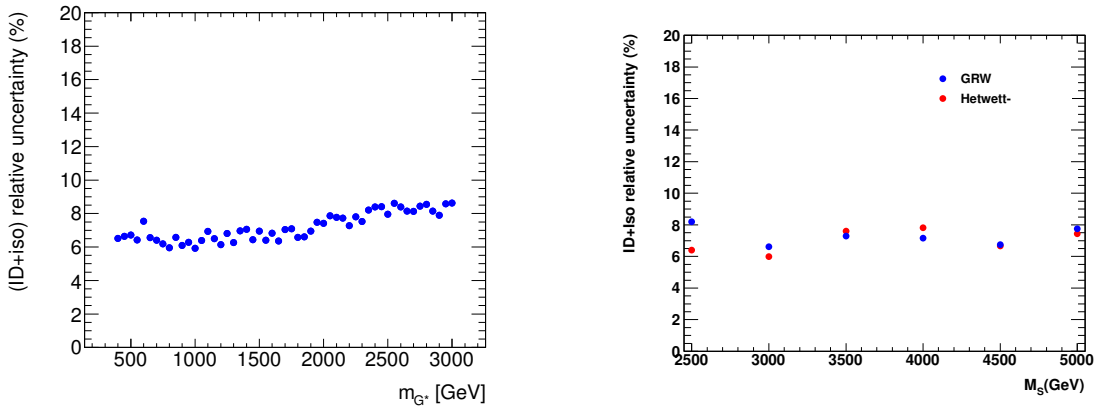
Les figures 7.23(a) et 7.23(b) illustrent l'incertitude liée à l'identification et l'isolation des photons pour des photons issus de gravitons de type RS et ADD. Cette incertitude est calculée comme la somme en quadrature des incertitudes sur l'identification (figure 7.21) et sur l'isolation (figure 7.22) des photons. On note sur la figure 7.23(a) que cette incertitude totale varie entre 6 % et 8 % pour des valeurs de m_G entre 400 GeV et 2500 GeV. Pour ADD, elle varie également entre 6 % et 8 % (figure 7.23(b)). Etant donné cette faible variation, nous considérons une incertitude constante de 8 % pour tous les scénarios testés.



(a) Photons issus d'échantillons de simulation RS avec $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$.

(b) Photons issus d'échantillons de simulation ADD.

FIGURE 7.22 – Incertitudes sur l'efficacité de sélection liées à l'isolation des photons.



(a) Photons issus d'échantillons de simulation RS avec $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$.

(b) Photons issus d'échantillons de simulation ADD.

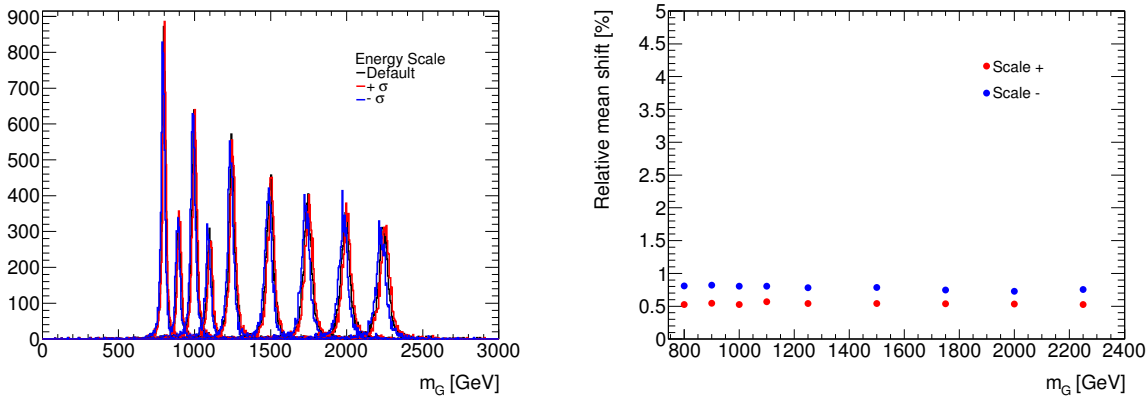
FIGURE 7.23 – Incertitudes sur l'efficacité de sélection liées à l'identification et l'isolation des photons.

7.6.4.2 Incertitudes sur la forme de la distribution de masse invariante diphoton

Dans le contexte du modèle RS, la signature expérimentale dans le canal diphoton est une résonance. La distribution de masse invariante diphoton est un pic assez étroit et se différencie largement du bruit de fond présenté sur la figure 7.15. Lorsque nous chercherons à contraindre les paramètres du modèle RS, il peut être intéressant d'utiliser la différence importante entre les distributions de masse invariante. Il nous faut donc préalablement nous intéresser aux incertitudes qui affectent la modélisation de cette quantité.

Un premier effet réside dans les incertitudes sur la détermination de l'échelle d'énergie des photons. Cette incertitude a été quantifiée dans des événements $Z \to e^+e^-$ (c.f. chapitre 5) et extrapolée pour les photons en comparant le comportement des électrons et des photons vis à vis de la matière dans des simulations. La figure 7.24(a) illustre la distribution de masse invariante diphoton en fonction de m_G pour différents étalonnages de l'énergie des photons. Pour

différentes valeurs de m_G, la variation de l'échelle d'énergie des photons implique un décalage de la position du pic des distributions selon l'étalonnage. Ce décalage, illustré sur la figure 7.24(b), est inférieur à 1 % de la position nominale, son impact sur le résultat final est donc négligeable.



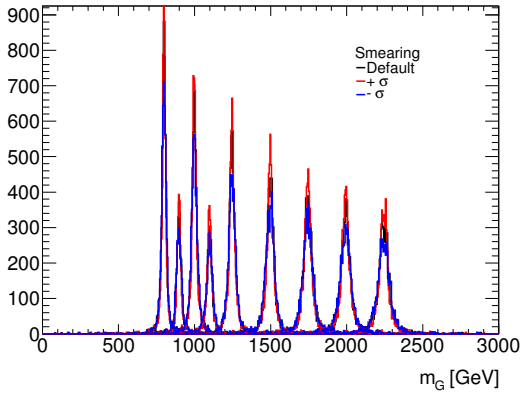
(a) Masse invariante diphoton pour différentes valeurs de m_G et différents scénarios d'étalonnage de l'énergie des photons.

(b) Ecart relatif du pic de la distribution de masse invariante diphoton entre l'étalonnage par défaut et l'étalonnage biaisé.

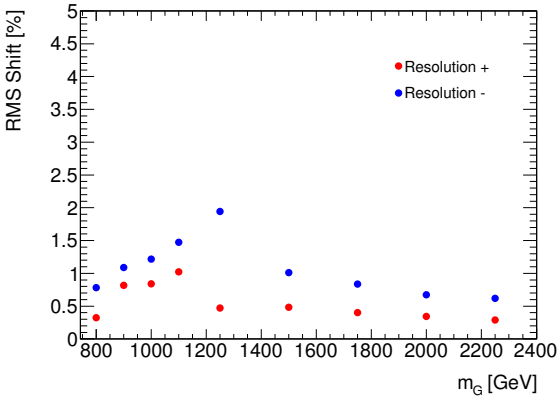
FIGURE 7.24 – Incertitudes sur la distribution de masse invariante liées à l'étalonnage des photons.

Un second effet est lié à la connaissance limitée de la résolution en énergie du détecteur. Notamment, le terme constant du calorimètre électromagnétique est mesuré dans des événements $Z \to e^+e^-$ (c.f. chapitre 5) avec une certaine incertitude. Cette incertitude doit ensuite être propagée à la détermination de la masse invariante diphoton dans les échantillons de simulation. La figure 7.25(a) illustre la distribution de masse invariante diphoton pour différentes valeurs de m_G et différents scénarios de résolution en énergie. La figure 7.25(b) représente la variation de la largeur de la distribution entre la résolution par défaut et la résolution sur-estimée (en rouge sur la figure) et sous-estimée (en bleu sur la figure). Cette variation reste en dessous de 2 % pour toutes les valeurs de m_G testées. Nous avons vérifié que des variations de cet ordre de grandeur ont un impact négligeable sur la valeur des contraintes imposées sur les paramètres des modèles RS et ADD.

Un dernier effet qui peut affecter la distribution de masse invariante diphoton est l'empilement des collisions dans le détecteur. Lorsqu'un grand nombre de collisions a lieu simultanément dans le détecteur, la détermination de la position du vertex de la collision dont le graviton est issu peut être dégradée. En particulier, une dégradation de la détermination de la position longitudinale (le long du tube à vide) peut entrainer une dégradation significative de la résolution en masse invariante. Pour quantifier cet effet, nous avons étudié dans des simulations la qualité de la détermination de la position longitudinale en fonction du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau. La figure 7.26(a) illustre la distribution de la différence (Δz) entre la valeur reconstruite (z^{reco}) et la véritable valeur (z^{truth}) de la position longitudinale du vertex dont le graviton est issu dans des événements de simulation de graviton de $m_G = 1$ TeV et de $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$. Cette distribution est représentée pour deux intervalles différents du nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux ($< \mu >$). la distribution possède un pic très étroit (≈0.1 mm) autour de zéro et s'étend jusqu'à ±300 mm. Le pic autour de zéro représente ≈40 % des événements et correspond au cas ou le vertex reconstruit comme le vertex primaire est le vrai vertex primaire. Les queues correspondent aux cas de figure où le vertex reconstruit



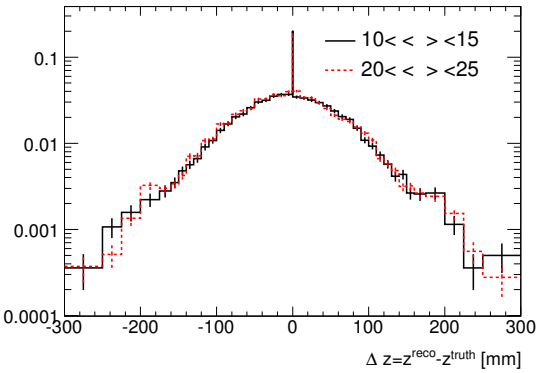
(a) Masse invariante diphoton pour différentes valeur de m_G et différents scénarios de résolution en l'énergie des photons.



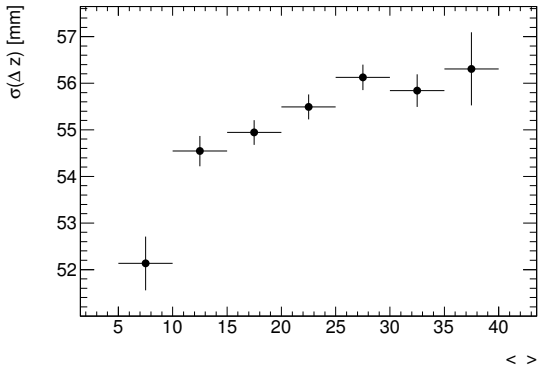
(b) Ecart de la largeur de la distribution de masse invariante diphoton entre la résolution par défaut et la résolution sur-estimée et sous-estimée.

FIGURE 7.25 – Incertitudes sur la distribution de masse invariante liées à la résolution en énergie des photons.

comme le vertex primaire n'est pas le vertex primaire. Sur la figure 7.26(a), la distribution de Δz est très similaire pour les deux intervalles. La figure 7.26(b) illustre l'évolution de la largeur $\sigma(\Delta z)$ de la distribution $\Delta z = z^{reco} - z^{truth}$ en fonction du nombre moyen d'interaction par croisement de faisceaux $< \mu >$. On note que cette largeur ne possède pas de dépendance forte à $< \mu >$.



(a) Distribution de $\Delta z = z^{reco} - z^{truth}$ pour des événements de simulation de graviton de $m_G = 1\,\text{TeV}$, $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$. La distribution est représentée pour des événements dans deux intervalles distincts en $< \mu >$.



(b) Largeur de la distribution $z^{reco} - z^{truth}$ en fonction de $< \mu >$ pour m_G=1 TeVet $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$.

FIGURE 7.26 – Incertitudes sur la distribution de masse invariante liées au phénomène d'empilement des collisions (*pileup*).

7.7 Prédictions théoriques des signaux

7.7.1 Corrections d'ordres supérieurs

Pour pouvoir contraindre les paramètres des modèles RS et ADD, nous devons tout d'abord nous intéresser aux taux de production de ces modèles ainsi qu'aux incertitudes qui leur sont associées.

Pour les deux modèles, les programmes PYTHIA (pour RS) et SHERPA (pour ADD) founissent une valeur de la section efficace de production de graviton au premier ordre de la théorie des perturbations. Cependant, pour les deux modèles, les ordres suivants apportent une contribution significative à la section efficace de production. Ces contributions et les corrections à appliquer aux programmes PYTHIA et SHERPA ont été recalculées pour des collisions proton-proton avec $\sqrt{s}$= 7 TeV par les auteurs des références [152, 153]. La figure 7.27 illustre l'évolution du facteur correctif (*k-factor*) en fonction de m_G pour différentes valeurs de $k/\overline{M}_{Pl}$. Puisque les valeurs du facteur correctif sont assez similaires pour les différentes valeurs de m_G et de $k/\overline{M}_{Pl}$ testées, nous avons opté pour l'utilisation d'une valeur moyenne de 1.75 ± 0.1 pour toutes les valeurs de m_G et $k/\overline{M}_{Pl}$ considérées.

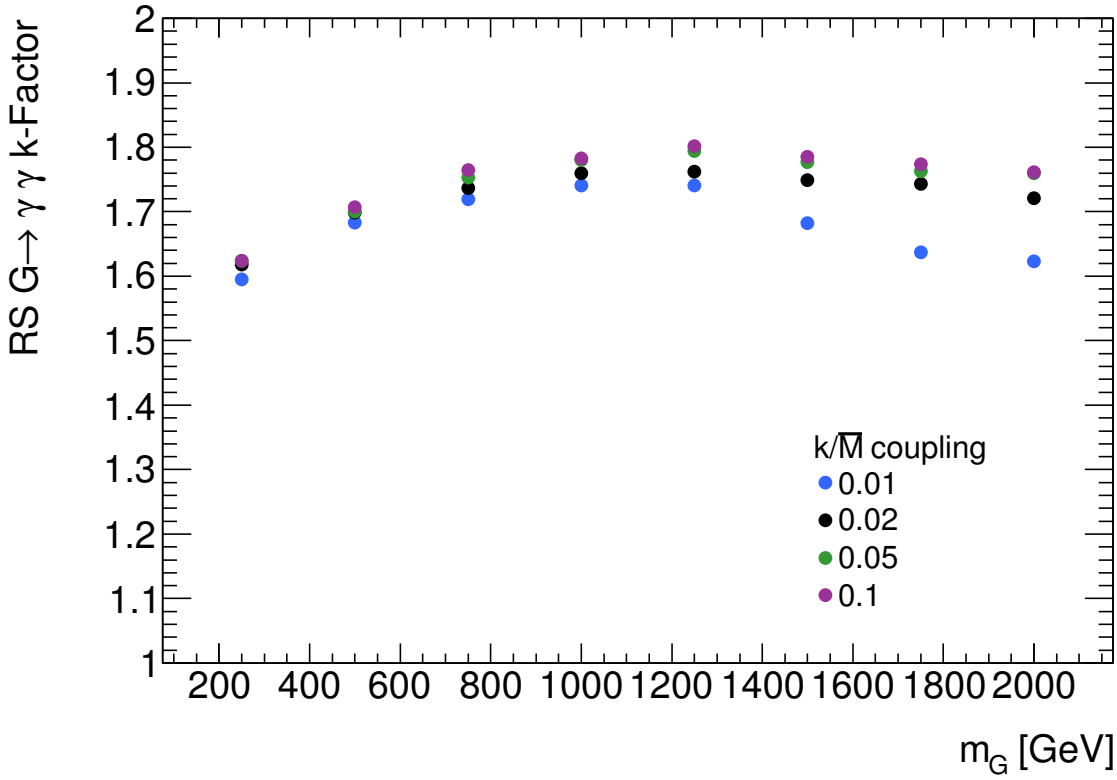


FIGURE 7.27 – Valeurs du facteur correctif (*k-factor*) en fonction de m_G et de $k/\overline{M}_{Pl}$.

Pour le modèle ADD, la table 7.11 résume la valeur du facteur correctif (*k-factor*) à appliquer en fonction de la masse invariante diphoton. Dans l'analyse ADD, nous nous intéressons uniquement aux masses invariantes supérieures à 1217 GeV. Dans cette région, le facteur correctif ne varie pas de façon significative. Nous avons donc choisi d'utiliser une seule valeur moyenne de 1.7 ± 0.1 pour tous les scénarios ADD considérés.

$m_{\gamma\gamma}$(TeV)	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
$n_{ED} = 2$	2.747	2.184	1.947	1.780	1.654	1.601	1.600	1.631	1.676	1.701
$n_{ED} = 4$	2.749	2.193	1.973	1.823	1.699	1.612	1.551	1.518	1.519	1.537
$n_{ED} = 6$	2.749	2.194	1.976	1.830	1.712	1.630	1.567	1.517	1.486	1.476

$m_{\gamma\gamma}$(TeV)	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	2.0
$n_{ED} = 2$	1.731	1.741	1.765	1.770	1.769	1.768	1.771	1.766	1.771	1.765
$n_{ED} = 4$	1.583	1.621	1.660	1.689	1.713	1.720	1.737	1.742	1.752	1.748
$n_{ED} = 6$	1.495	1.529	1.569	1.610	1.644	1.680	1.691	1.711	1.731	1.741

TABLE 7.11 – Valeurs du facteur correctif (*k-factor*) en fonction $m_{\gamma\gamma}$ pour différents scénarios ADD avec 2, 4 et 6 dimensions supplémentaires. Les corrections sont calculées dans l'acceptance géométrique du détecteur ($|\eta^{\gamma}| < 2.5$).

7.7.2 Incertitudes liées aux fonctions de distribution de partons.

Comme tout calcul théorique auprès d'un collisionneur hadronique, les prédictions sur les modèles RS et ADD sont affectées par les incertitudes sur les fonctions de distribution de partons. L'impact de ces incertitudes sur les sections efficaces de production est calculé en suivant les recommandations du groupe de travail *LHC PDF working group* que nous avons discutées dans le chapitre 3.

Pour le modèle RS, le jeu de PDF `MSTW2008lo90cl` est utilisé avec ses 20 variations. La table 7.12 résume les incertitudes liées aux PDFs pour différentes valeurs de m_G et $k/\overline{M}_{Pl}$.

m_G (GeV)	$k/\overline{M}_{Pl}$	Section efficace (σ)	Incertitudes $\Delta\sigma/\sigma$ (%)
300	0.01	717 fb	+5.1% -4.6%
500	0.01	60.6 fb	+5.1% -6.7%
500	0.03	543.8 fb	+6.1% -6.1%
700	0.05	255.9 fb	+6.6% -7.1%
800	0.01	4.88 fb	+6.9% -7.3%
800	0.03	43.8 fb	+7.5% -7.3%
800	0.1	483.0 fb	+6.9% -7.3%
1000	0.01	1.32 fb	+8.1% -7.7%
1000	0.03	11.9 fb	+7.4% -8.4%
1000	0.05	33.1 fb	+7.6% -8.4%
1000	0.1	131.3 fb	+7.8% -8.1%
1250	0.05	8.1 fb	+8.8% -8.7%
1250	0.1	32.2 fb	+9.2% -8.8%
1500	0.05	2.3 fb	+10.9% -10.2%

TABLE 7.12 – Sections efficaces et incertitudes relatives associées dues aux fonctions de distribution des partons obtenues pour différentes valeurs de m_G et $k/\overline{M}_{Pl}$ avec le jeu `MSTW2008lo90cl`.

Pour le modèle ADD, le jeu de PDF `CTEQ6.6M` est utilisé avec ses 44 variations. La table 7.13 résume les incertitudes liées aux PDFs pour différents valeurs de M_S dans les formalisme GRW et Hewett.

Il faut noter qu'une convention est utilisée dans les résultats ATLAS dans le domaine des recherches exotiques. Les erreurs théoriques sur les modèles sont indiquées sur les figures mais ne

Fomalisme	M_S (GeV)	Section efficace(pb)	Incertitudes $\Delta\sigma/\sigma$ (%)	
GRW	2500	0.16696	+9.13	-4.83
GRW	3000	0.15319	+9.08	-4.81
GRW	3500	0.14945	+8.23	-6.53
GRW	4000	0.14799	+8.20	-6.09
GRW	4500	0.14651	+10.4	-4.77
GRW	5000	0.14645	+9.82	-4.94
Hewett	2500	0.14659	+8.08	-6.33
Hewett	3000	0.14434	+10.5	-4.14
Hewett	3500	0.14553	+7.83	-6.81
Hewett	4000	0.14466	+11.2	-3.52
Hewett	4500	0.14576	+8.21	-6.13
Hewett	5000	0.14572	+6.38	-8.08

TABLE 7.13 – Sections efficaces calculées avec le jeu de PDFs `CTEQ6.6M` et incertitudes relatives à la section efficace dues aux variations des PDFs.

sont pas prises en compte lors de l'établissement des contraintes sur les paramètres des modèles. Ainsi, les incertitudes résumées dans les tables 7.12 et 7.13 sont représentées sur les figures 7.29 et 7.31 mais elles n'entrent pas en compte dans le calcul des contraintes sur les paramètres des modèles.

7.8 Contraintes sur les modèles

7.8.1 Traitement statistique

Afin de déterminer les contraintes sur les modèles RS et ADD, le spectre de masse invariante diphoton des données est comparé à la somme du bruit de fond attendu (B) et d'un hypothétique signal (S). Une fonction de vraisemblance L est définie comme le produit des probabilités poissonniennes sur tous les intervalles considérés dans le spectre de masse invariante. Dans chaque intervalle k, on calcule la probabilité poissonienne P_k d'obtenir le nombre d'événements observés sachant le nombre d'événements attendus $B + S$. La fonction de vraisemblance peut donc se formuler selon l'équation suivante :

$$L = \prod_{k=1}^{N_{bin}} P_k \prod_{i=1}^{N_{sys}} G(\theta_i, 0, 1), \tag{7.15}$$

avec N_{bin} le nombre d'intervalles considérés sur le spectre de masse invariante et N_{sys} le nombre de paramètres de nuisance pris en compte. Chaque paramètre de nuisance θ_i représente une incertitude systématique dont l'effet, intervalle par intervalle, est contrôlé par une densité de probabilité gaussienne $G(\theta_i, 0, 1)$ de moyenne 0 et d'écart-type 1.

La probabilité poissonienne P_k s'écrit selon l'équation suivante :

$$P_k = \frac{\mu_k^{n_k} e^{-\mu_k}}{n_k!}, \tag{7.16}$$

avec μ_k le nombre d'événements attendus dans l'intervalle k pour la somme $B + S$ et n_k le nombre d'événements observés.

Le nombre d'événements attendus μ_k peut se formuler selon l'équation suivante :

$$\mu_k = N_S \times T_{Sk} \left(1 + \sum_i \theta_i \epsilon_{Sik}\right) + N_B \times T_{Bk} \left(1 + \sum_i \theta_i \epsilon_{Bik}\right). \tag{7.17}$$

Dans cette équation, N_S représente le nombre d'événements de signal et N_B le nombre d'événements de bruit de fond attendus. T_{Sk} représente le poids de l'intervalle k en termes de nombre d'événements attendus pour le signal de telle sorte que le produit $S_k = N_S \times T_{Sk}$ soit le nombre d'événements de signal attendus dans l'intervalle k. De même, T_{Bk} représente le poids de l'intervalle k en termes de nombre d'événements attendus pour le bruit de fond et $B_k = N_B \times T_{Bk}$ le nombre d'événements de bruit de fond attendus dans l'intervalle k. Enfin ϵ_{Sik} (ϵ_{Bik}) est l'intensité relative à S_k (B_k) de l'incertitude systématique associée au paramètre de nuisance i dans l'intervalle k.

Nous avons vu dans la section 7.4.4 que la prédiction du bruit de fond est normalisée aux données dans la région de contrôle. Dans le traitement statistique, nous prenons en compte cette contrainte, ainsi les grandeurs N_B et T_{Bk} prennent des valeurs prédéterminées. D'autre part les T_{Sk} qui représentent la forme attendue de la distribution de masse invariante diphoton pour le signal sont de même fixées aux valeurs estimées dans la simulation. Finalement les seuls paramètres libres sont le nombre d'événements de signal N_S (qui constitue notre paramètre d'intérêt) et les paramètres de nuisance (θ_i). La table 7.14 résume les différentes sources d'incertitudes considérées pour le signal et le bruit de fond.

Source	Dépend de $m_{\gamma\gamma}$	Pour le signal	Pour le bruit de fond	Intensité
Luminosité	–	✓	–	3.9%
Isolation et identification des photons	–	✓	–	8.0%
Système de déclenchement	–	✓	–	2.0%
Taille des échantillons de simulation	–	✓	✓	1.0%
Echelle d'énergie des photons	✓	✓	–	négligeable
Résolution en énergie	✓	✓	–	négligeable
Détermination du vertex primaire	✓	✓	–	négligeable
Forme du bruit de fond réductible	✓	–	✓	(0–5)%
Forme du bruit de fond irréductible	✓	–	✓	(0–28)%
Normalisation des bruit de fond	✓	–	✓	(0–10)%

Table 7.14 – Incertitudes systématiques sur le signal et le bruit de fond considérées pour l'établissement des contraintes sur les modèles RS et ADD.

Un traitement statistique « Bayesien » est employé en utilisant l'environnement *Bayesian Analysis Toolkit* [154]. La dépendance de la fonction de vraisemblance L est réduite à un seul paramètre en utilisant une technique de marginalisation par chaîne de Markov. La fonction de vraisemblance marginalisée, L' peut s'écrire selon l'équation suivante :

$$L'(\text{données}|N_S) = \int L(N_S, \theta_1, \cdots, \theta_N) d\theta_1 \cdots d\theta_N. \tag{7.18}$$

La fonction de vraisemblance réduite est ensuite convertie en une densité de probabilité *a posteriori* en utilisant le théorème de Bayes [155]. Le maximum de cette densité de probabilité correspond à la valeur de N_S la plus probable en connaissant les données. Enfin la limite supérieure avec 95 % de niveau de confiance $(N_S)_{95}$ est obtenue en intégrant la densité de probabilité *a posteriori* selon l'équation suivante :

$$0.95 = \frac{\int_0^{(N_S)_{95}} L'(\text{données}|N_S)\pi(N_S)dN_S}{\int_0^{\infty} L'(\text{données}|N_S)\pi(N_S)dN_S}, \tag{7.19}$$

avec $\pi(N_S)$ la densité de probabilité *a priori* du paramètre N_S.

7.8.2 Contraintes sur les modèles de type RS

Dans le contexte des modèles de type RS, le spectre en masse invariante considéré est constitué de tous les intervalles en masse invariante supérieure à 409 GeV de la figure 7.28. En utilisant la paramétrisation de l'efficacité de la sélection illustrée sur la figure 7.18, on peut imposer directement une contrainte sur le produit de la section efficace de production de graviton et le rapport d'embranchement du canal diphoton $\sigma \times B(G \to \gamma\gamma)$ (ou σB). Cette paramétrisation de l'efficacité peut être insérée dans le calcul de la fonction de vraisemblance et l'équation 7.19 devient :

$$0.95 = \frac{\int_0^{(\sigma B)_{95}} L'(\text{données}|\sigma B)\pi(\sigma B)d\sigma B}{\int_0^{\infty} L'(\text{données}|\sigma B)\pi(\sigma B)d\sigma B}. \tag{7.20}$$

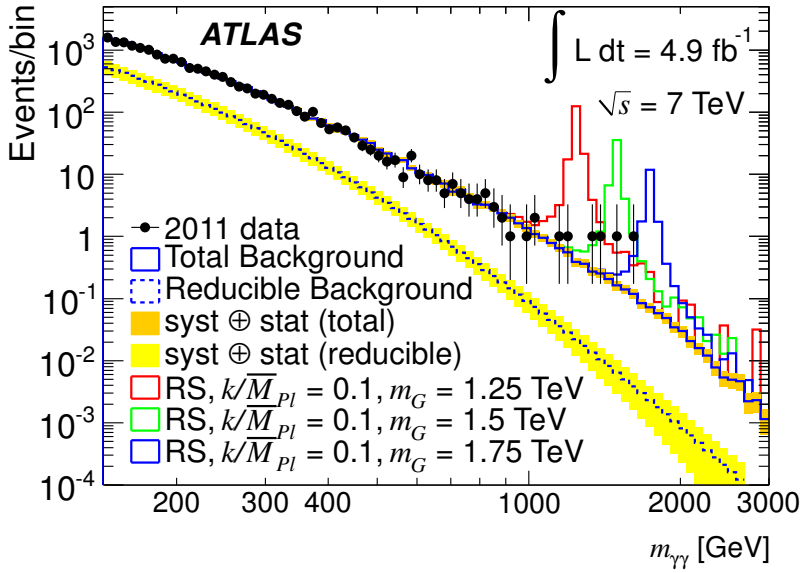


FIGURE 7.28 – Spectre en masse invariante diphoton pour les données et pour la prédiction du bruit de fond à laquelle des exemples de signaux RS sont ajoutés.

La densité de probabilité *a priori* ($\pi(\sigma B)$) est choisie uniforme, c'est-à-dire $\pi(\sigma B) = 1$. La figure 7.29 illustre les résultats obtenus. Pour différentes valeurs de m_G testées, une limite à

95 % de niveau de confiance sur le produit $\sigma \times B(G \to \gamma\gamma)$ est obtenue. Le calcul de cette limite en fonction de m_G a été effectué pour $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$. Si l'on considère des valeurs de $k/\overline{M}_{Pl}$ plus faibles, c'est-à-dire une résonance plus étroite, on attend une meilleure limite sur le produit $\sigma \times B(G \to \gamma\gamma)$. Cependant cette amélioration n'est pas très grande, elle a été évaluée de l'ordre de quelques pourcents. La limite sur $\sigma \times B(G \to \gamma\gamma)$ en fonction de m_G est indiquée par la ligne solide rouge sur la figure 7.29.

Pour comparaison, la limite attendue en absence de signal est également calculée. Elle est indiquée sur la figure par la ligne pointillée et par les bandes vertes et jaunes qui représentent les incertitudes sur cette limite attendue à une et deux déviations standards. Cette limite attendue est calculée en remplaçant, dans le traitement statistique, les données par des pseudo-données obtenues par tirage aléatoire du spectre de bruit de fond. La figure montre que la limite observée est toujours contenue dans la bande correspondant à deux deviations standards. Ceci confirme le bon accord entre les données et le bruit de fond. La relation entre $\sigma \times B(G \to \gamma\gamma)$ et m_G est indiquée par les lignes verticales sur la figure 7.29 pour différentes valeurs de $k/\overline{M}_{Pl}$. L'épaisseur de la ligne de $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$ illustre les incertitudes théoriques sur le modèle RS. A partir de cette relation, on peut traduire la limite sur $\sigma \times B(G \to \gamma\gamma)$ en une limite sur m_G en fonction de $k/\overline{M}_{Pl}$. La table 7.15 résume les limites observée et attendue sur m_G pour différentes valeurs de $k/\overline{M}_{Pl}$.

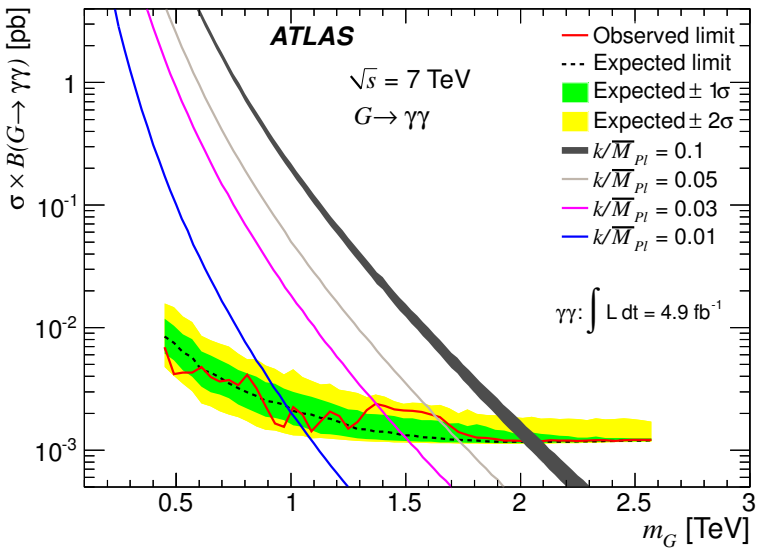


FIGURE 7.29 – Limite à 95 % de niveau de confiance sur le produit $\sigma \times B(G \to \gamma\gamma)$ en fonction de m_G. La limite est calculée avec $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$. Les lignes quasi-verticales de couleurs représentent la relation entre le produit $\sigma \times B(G \to \gamma\gamma)$ et m_G pour différentes valeurs de $k/\overline{M}_{Pl}$. L'épaisseur de la ligne de $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$ représente les incertitudes théoriques sur le modèle RS.

Facteur correctif	Canals utilisés	Limites observées (attendues) [TeV]			
		Valeur de $k/\overline{M}_{Pl}$			
		0.01	0.03	0.05	0.1
1	$G \to \gamma\gamma$	0.87 (0.88)	1.31 (1.36)	1.49 (1.60)	1.91 (1.92)
1.75	$G \to \gamma\gamma$	1.00 (0.98)	1.37 (1.49)	1.63 (1.73)	2.06 (2.05)

TABLE 7.15 – Limites inférieures avec 95% de niveau de confiance sur m_G pour différentes valeurs de $k/\overline{M}_{Pl}$. Les résultats sont donnés avec et sans le facteur correctif de 1.75 sur la section efficace du signal.

7.8.3 Contraintes sur les modèles de type ADD

Le spectre de masse invariante diphoton observé dans les données est représenté sur la figure 7.30 avec le bruit de fond attendu du Modèle Standard et le signal attendu pour quelques modèles ADD. Puisqu'aucun excès significatif n'est observé, nous pouvons déterminer des limites sur les différentes implémentations du modèle ADD.

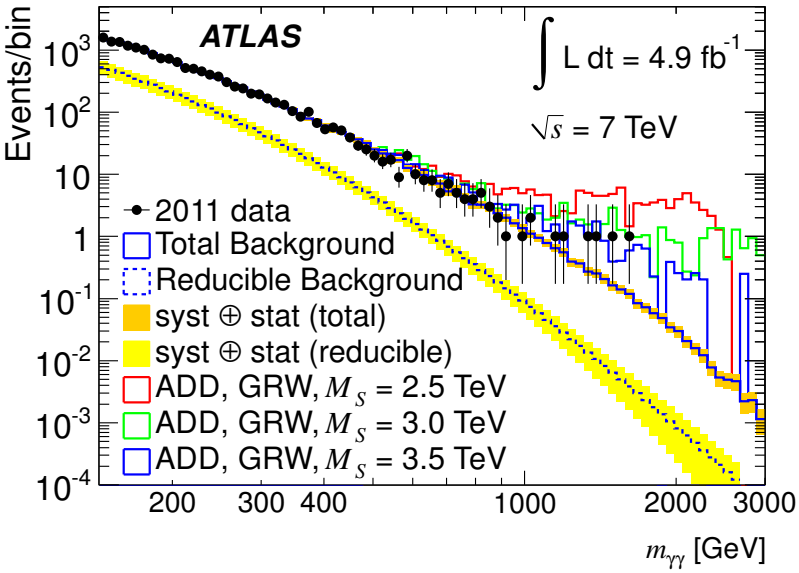


FIGURE 7.30 – Spectre en masse invariante diphoton pour les données et la prédiction du bruit de fond à laquelle sont ajoutés des exemples de signaux ADD.

On effectue une expérience de comptage dans une région de signal définie par $m_{\gamma\gamma} > 1217\,\text{GeV}$. Le choix de ce critère est discuté dans la section 7.8.4. Comme pour le cas RS, nous utilisons le programme *Bayesian Analysis Toolkit*. Le traitement statistique décrit dans la section 7.8.1 s'applique dans ce contexte avec un nombre d'intervalles $N_{bin} = 1$.

Le paramètre que l'on cherche à contraindre est le nombre d'événements de signal N_S. Dans le contexte des modèle ADD, ce nombre d'événements correspond au nombre d'événements prédits dans les échantillons SHERPA auquel on soustrait la contribution du Modèle Standard. La densité de probabilité *a priori* est choisie uniforme : $\pi(N_S) = 1$. Dans la région définie par $m_{\gamma\gamma} > 1217\,\text{GeV}$, on compte quatre événements de données et l'estimation du bruit de fond est

de 2.32 événements (avec une incertitude relative de 16 %). Les limites attendue[5] et observée sur N_S avec 95 % de niveau de confiance sont présentées dans la table 7.16.

Limite attendue					Limite observée
-2σ	-1σ	Valeur centrale	$+1\sigma$	$+2\sigma$	7.21
3.08	3.08	5.18	5.96	8.53	

TABLE 7.16 – Limites attendue et observée sur N_S avec 95 % de niveau de confiance.

Nous pouvons ensuite traduire la limite observée sur N_S en une contrainte sur le paramètre η_G du modèle ADD. Pour cela, nous devons calculer le nombre d'événements de signal prédit dans les simulations en fonction de η_G. Comme nous l'avons déjà signalé dans la section 7.6, il n'est pas possible d'identifier, événement par événement, la contribution du graviton de celle du Modèle Standard. Pour calculer le nombre d'événements de signal attendus, nous pouvons soustraire la prédiction du bruit de fond irréductible au nombre d'événements qui passent les critères de sélection dans les échantillons de simulation ADD. Pour effectuer cette soustraction, on évalue la prédiction à partir d'un échantillon ADD avec $\eta_G = 0$, ce qui correspond à la prédiction du Modèle Standard. Le nombre d'événements de signal en fonction de η_G ainsi que les limites attendue et observée de la table 7.16 sont présentés sur la figure 7.31.

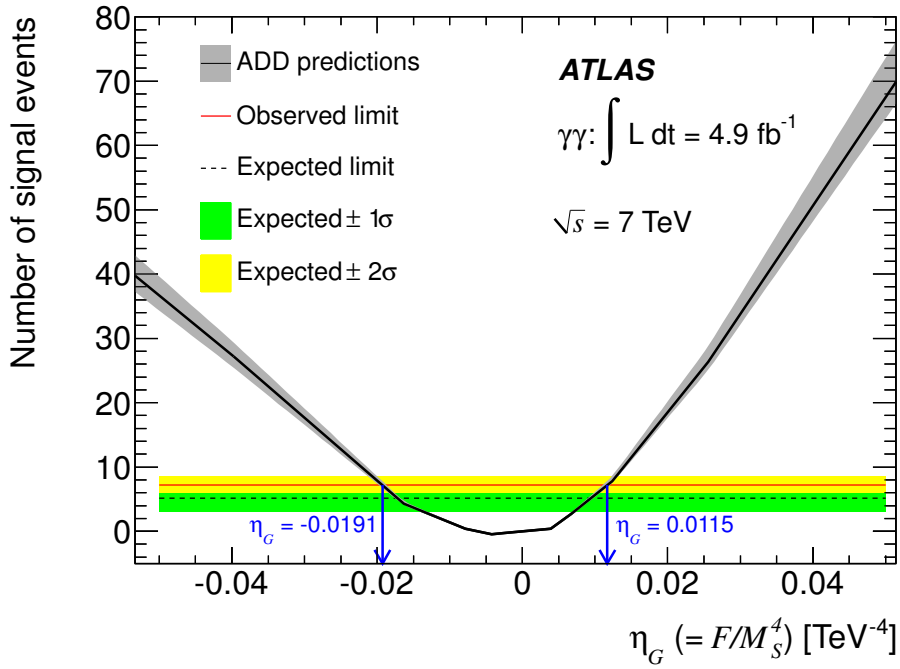


FIGURE 7.31 – Nombre d'événements de signal (N_S) prédits en fonction de η_G. Les limites observée et attendue à 95 % de niveau de confiance sur N_S sont superposées. Les intersections entre la prédiction théorique (courbe noire) et la ligne de limite (ligne rouge) fournissent les bornes de l'intervalle des valeurs autorisées de η_G. L'épaisseur de la courbe théorique représente les incertitudes théoriques sur le modèle ADD.

5. Dans la table 7.16, les limites attendues à -2 et -1 deviations standards sont identiques. Ceci s'explique par le fait que le nombre d'événements prédit par le Modèle Standard est très faible et en conséquence les fluctuations poissonniennes autour de la valeur moyenne de 2.32 sont très asymétriques.

Lorsque la prédiction est supérieure à la limite sur N_S, la valeur correspondante de η_G est exclue. L'intervalle des valeurs encore autorisées est donné dans la table 7.17 en fonction du facteur correctif appliqué à la prédiction de SHERPA.

Facteur correctif	Intervalle autorisé pour η_G
1.0	[-0.0191, 0.0115]
1.7	[-0.0159, 0.0085]

TABLE 7.17 – Intervalle autorisé pour η_G(TeV^{-4}).

Enfin la limite sur η_G peut être traduite en une limite sur l'échelle de coupure ultraviolette M_S en utilisant la définition η_G= F/$M_S{}^4$. Les limites observées pour différentes variantes du modèle ADD sont résumées dans la table 7.18.

Facteur Correctif	Paramètre	GRW	Hewett		HLZ					
			Neg.	Pos.	$n=2$	$n=3$	$n=4$	$n=5$	$n=6$	$n=7$
1	η_G	0.0115	–0.0191	0.0115			0.0115			
	M_S	3.05	2.40	2.73	3.11	3.63	3.05	2.76	2.57	2.43
1.70	η_G	0.0085	–0.0159	0.0085			0.0085			
	M_S	3.29	2.52	2.94	3.55	3.92	3.29	2.98	2.77	2.62

TABLE 7.18 – Limites observées avec 95 % de niveau de confiance sur les paramètres η_G (TeV^{-4}) et M_S (TeV) pour différents modèles ADD. Les limites sont calculées avec et sans le facteur correctif sur la section efficace du signal.

7.8.4 Optimisation de la région de recherche du signal ADD

Le but de la procédure d'optimisation est de définir la région en masse invariante où la limite attendue sur le paramètre η_G est la meilleure possible. Cela correspond à la région avec la plus petite limite attendue sur la section efficace de production de graviton, σ_{95}. La distribution de masse invariante diphoton varie pour différentes valeurs de M_S. En conséquence l'optimisation de la région de masse invariante peut être différente en fonction du scénario considéré. Nous avons arbitrairement choisi d'effectuer cette optimisation avec la prédiction ADD dans le formalisme GRW et une valeur de $M_S = 2500\,\text{GeV}$.

Pour déterminer la région optimale, on considère la valeur minimale de la figure de mérite O qui est définie selon l'équation suivante :

$$O = \frac{\sigma_{95}}{\sigma_{tot} - \sigma_{SM}}, \tag{7.21}$$

avec σ_{tot} la section efficace totale de l'échantillon de simulation et σ_{SM} la contribution du Modèle Standard. Si l'on prend en compte la luminosité L et l'efficacité de détection, l'equation 7.21 devient :

$$O = \frac{N_S}{N_{tot} - N_{irr}}, \tag{7.22}$$

avec N_S la limite attendue sur le nombre d'événements de signal (c.f. section 7.8.3), N_{tot} le nombre d'événements attendus dans l'echantillon de simulation et N_{irr} le nombre d'événements attendus pour le bruit de fond irréductible (c.f. table 7.7). Les valeurs de N_S, N_{irr} et N_{tot} évoluent en fonction du seuil en masse invariante diphoton utilisé. En conséquence la figure de

mérite O dépend de ce seuil. La table 7.19 résume l'évolution de N_S, N_{irr} et O en fonction du seuil en masse invariante diphoton. Le seuil $m_{\gamma\gamma}>$ 1217 GeV correspond à la plus petite valeur de O. Il est donc utilisé pour contraindre les modèles ADD.

Seuil sur $m_{\gamma\gamma}$ (GeV)	N_S	N_{irr}	O
901	9.27	10.66	0.2960
1009	7.28	6.03	0.2502
1129	5.90	3.36	0.2291
1217	5.19	2.22	0.1990
1312	4.66	1.50	0.1995
1415	4.26	1.00	0.2179
1525	3.91	0.64	0.2370
1644	3.64	0.39	0.2566
1707	3.53	0.31	0.2816

TABLE 7.19 – Valeur de la figure de mérite O en fonction du seuil en masse invariante diphoton.

7.8.5 Combinaison avec l'analyse dilepton d'ATLAS

Dans le but d'améliorer les contraintes sur les modèles RS et ADD, nous avons combiné les résultats du canal diphoton avec ceux du canal dilepton (e^+e^- et $\mu^+\mu^-$). L'analyse dilepton avec toutes les données de collisions proton-proton enregistrées avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV a été publiée dans la référence [156]. Cette analyse est résumée dans le chapitre 8.

Le traitement statistique est le même que celui décrit dans la section 7.8.1. Dans ce cadre, la fonction de vraisemblance est construite comme le produit de trois fonctions de vraisemblance pour chacun des canaux diphoton, diélectron et dimuon. Comme nous le discuterons dans le chapitre 8, dans l'analyse dilepton le signal est normalisé par rapport à la prédiction Drell-Yan autour du pic du Z. En conséquence, les incertitudes sur le signal dilepton proviennent des incertitudes théoriques sur cette prédiction et peuvent donc être considérées comme étant non corrélées avec les incertitudes sur le signal dans le canal diphoton. L'estimation du bruit de fond dijet QCD dans le canal diélectron est effectuée de la même manière que pour le canal diphoton : les incertitudes systématiques sur cette estimation sont considérées comme étant 100 % corrélées entre ces deux canaux. Les incertitudes sur les fonctions de distribution de partons et sur les échelles de calculs (renormalisation, fragmentations) sont considérées comme étant 100 % corrélées entre le bruit de fond irréductible dans le canal diphoton et la composante Drell-Yan des bruits de fond dimuon et diélectron.

Contraintes sur les paramètres RS

Le paramètre d'intérêt de la fonction de vraisemblance est le produit de la section efficace de production du graviton et du rapport d'embranchement dans les canaux diphoton et dilepton ($\sigma \times B(\rightarrow \gamma\gamma/e^+e^-/\mu^+\mu^-)$). Comme illustré sur la figure 2.16, la production de gravitons dans le canal diphoton est deux fois plus élevée que dans le canal diélectron ou dimuon. La figure 7.32 illustre les limites observée et attendue sur $\sigma \times B(\rightarrow \gamma\gamma/e^+e^-/\mu^+\mu^-)$ en fonction de m_G. La table 7.20 résume les valeurs des limites attendue et observée sur m_G pour différentes valeurs de $k/\overline{M}_{Pl}$. La figure 7.33 illustre les contraintes dans le plan ($k/\overline{M}_{Pl}\, m_G$). Sur cette figure, l'ensemble des valeurs situées au dessus de la courbe pleine rouge sont exclues.

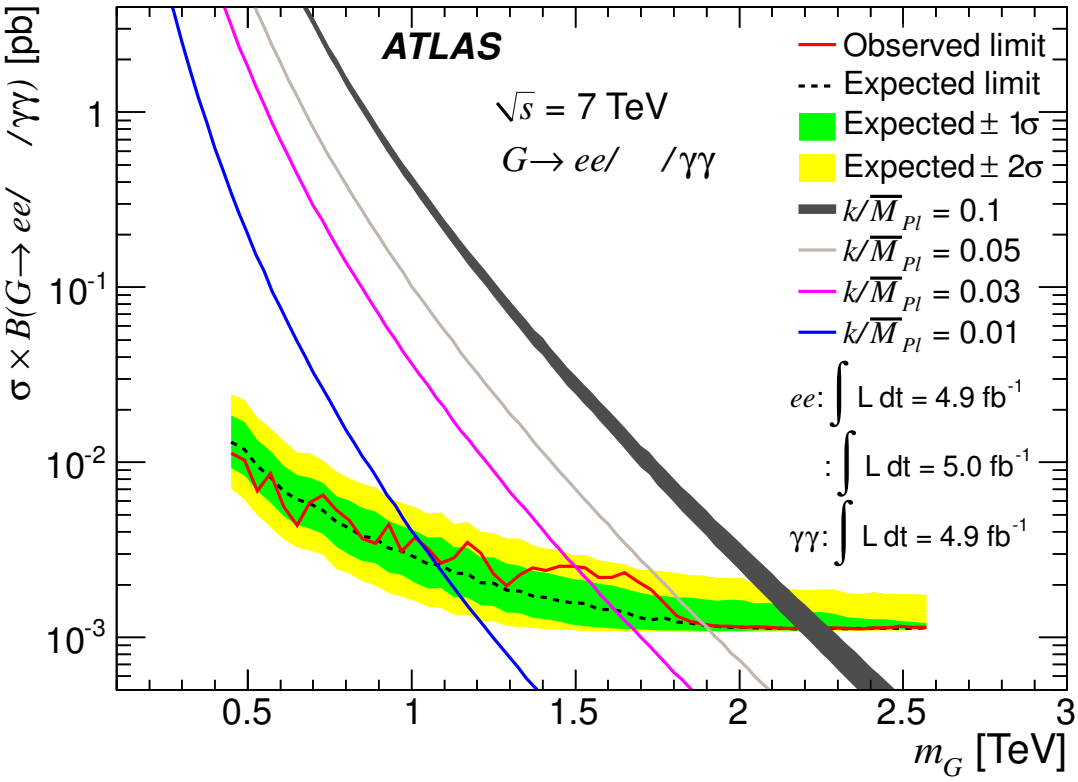


FIGURE 7.32 – Limite à 95 % de niveau de confiance sur le produit de la section efficace de production du graviton et du rapport d'embranchement dans les canaux diphoton, diélectron et dimuon ($\sigma \cdot B(G \to \gamma\gamma/e^+e^-/\mu^+\mu^-)$) en fonction de la masse du graviton considérée pour une valeur de $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$. Les lignes quasi-verticales de couleurs illustrent la relation entre $\sigma \times B(\to \gamma\gamma/e^+e^-/\mu^+\mu^-)$ et m_G pour différentes valeurs de $k/\overline{M}_{Pl}$. L'épaisseur de la ligne de $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$ illustre les incertitudes théoriques sur le modèle RS.

Facteur correctif	Canaux utilisés	Limites observée (attendue) [TeV]			
		Valeur de $k/\overline{M}_{Pl}$			
		0.01	0.03	0.05	0.1
1	$G \to \gamma\gamma$	0.87 (0.88)	1.31 (1.36)	1.49 (1.60)	1.91 (1.92)
	$G \to \gamma\gamma/ee/\mu\mu$	0.91 (0.95)	1.39 (1.48)	1.62 (1.75)	2.10 (2.10)
1.75	$G \to \gamma\gamma$	1.00 (0.98)	1.37 (1.49)	1.63 (1.73)	2.06 (2.05)
	$G \to \gamma\gamma/ee/\mu\mu$	1.03 (1.08)	1.50 (1.63)	1.89 (1.90)	2.23 (2.23)

TABLE 7.20 – Limites inférieures avec 95 % de niveau de confiance sur m_G pour différentes valeurs de $k/\overline{M}_{Pl}$. Les résultats sont donnés pour le canal diphoton, pour la combinaison avec les canaux diélectron et dimuon, et également avec et sans le facteur correctif de 1.75 sur la section efficace du signal.

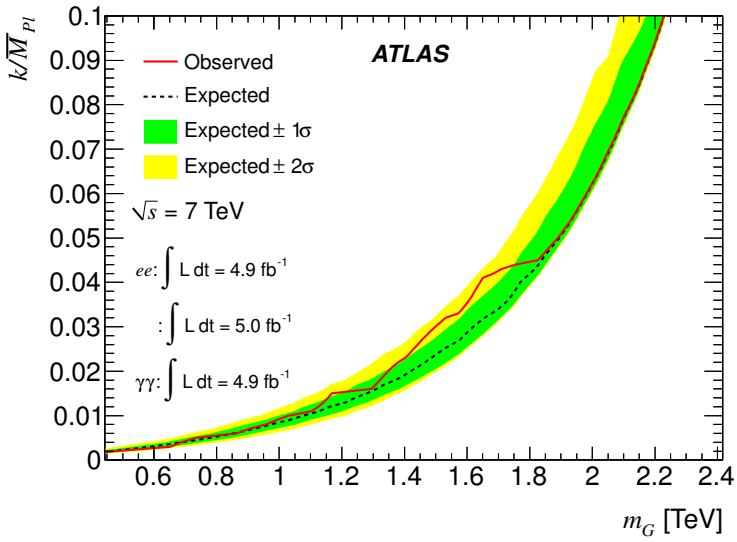


FIGURE 7.33 – Limites observée et attendue à 95 % de niveau de confiance sur $k/\overline{M}_{Pl}$ en fonction de m_G. La région au dessus de la courbe pleine rouge est exclue avec 95 % de niveau de confiance.

Contraintes sur les paramètres ADD

La combinaison des canaux diphoton et dilepton pour contraindre les paramètres ADD a été publiée dans la référence [157]. Lors de cette combinaison, le paramètre d'intérêt considéré dans la fonction de vraisemblance est l'échelle d'énergie M_S. Le traitement des incertitudes et de leurs corrélations est similaire au cas de RS. Les limites attendue et observée sur M_S pour différentes implémentations du modèle sont reportées dans la table 7.21. Les contraintes ont été établies en supposant deux scénarios différents pour la densité de probabilité *a priori* ($\pi(M_S)$). Les valeurs $\pi(M_S) = 1/M_S^4$ et $\pi(M_S) = 1/M_S^8$ ont été utilisées.

Canal	$\pi(M_S)$	GRW	Hewett	HLZ				
				n=3	n=4	n=5	n=6	n=7
ee	$1/M_S^4$	2.95	2.63	3.51	2.95	2.66	2.48	2.34
	$1/M_S^8$	2.82	2.67	3.08	2.82	2.68	2.59	2.52
$\mu\mu$	$1/M_S^4$	3.07	2.74	3.65	3.07	2.77	2.58	2.44
	$1/M_S^8$	2.82	2.67	3.08	2.82	2.68	2.59	2.52
$ee + \mu\mu$	$1/M_S^4$	3.27	2.92	3.88	3.27	2.95	2.75	2.60
	$1/M_S^8$	3.09	2.92	3.37	3.09	2.94	2.84	2.76
$\gamma\gamma$	$1/M_S^4$	3.32	2.97	3.95	3.32	3.00	2.79	2.64
	$1/M_S^8$	3.20	3.02	3.49	3.20	3.04	2.93	2.85
$ee + \mu\mu + \gamma\gamma$	$1/M_S^4$	3.51	3.14	4.18	3.51	3.17	2.95	2.79
	$1/M_S^8$	3.39	3.20	3.69	3.39	3.22	3.11	3.02

TABLE 7.21 – Limites observées sur M_S dans les canaux diélectron, dimuon ainsi que pour la combinaison de ces deux canaux et pour la combinaison avec le canal diphoton. Les limites sont calculées en appliquant un facteur correctif de 1.6 aux prédictions de PYTHIA pour les canaux dimuon et diélectron et de 1.7 aux prédictions de SHERPA pour le canal diphoton.

7.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons discuté en détail la recherche de nouvelle physique dans les événements diphoton avec le détecteur ATLAS. Nous avons vu que les données enregistrées dans les collisions proton-proton à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse sont en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard. Nous avons donc utilisé ces données pour contraindre deux types de modèles de dimensions supplémentaires. Dans le contexte du modèle postulé par Randall et Sundrum (RS), l'étude du canal diphoton a contraint avec 95 % de niveau de confiance la première excitation de Kaluza-Klein a être plus massive que 2.06 TeV pour une valeur de $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$. Ce résultat constitue la meilleure limite actuelle dans ce canal. En combinant ce résultat à l'étude menée dans le canal dilepton [156], la contrainte a été élevée à 2.23 TeV. Dans le contexte du modèle proposé par Arkani-Hamed, Dvali et Dimopoulos (ADD), l'échelle de coupure ultraviolette du spectre de résonances de Kaluza-Klein M_S a été contrainte. Dans le formalisme GRW, une limite inférieure de 3.29 TeV a été établie sur M_S avec 95 % de niveau de confiance en utilisant le canal diphoton. La combinaison avec les canaux diélectron et dimuon a permis d'accroître la limite à 3.51 TeV, ce qui constitue la meilleure limite publiée à ce jour. L'expérience CMS a communiqué récemment des résultats préliminaires dans le canal dilepton avec les données de collisions proton-proton à une énergie de 8 TeV dans le centre de masse qui suggèrent une amélioration de la limite. Dans le chapitre 8, nous résumons l'analyse du canal dilepton de l'expérience ATLAS et nous discutons les résultats de la collaboration CMS dans les canaux diphoton et dilepton. Le chapitre 9 est consacré aux résultats préliminaires de l'expérience ATLAS avec les données de collisions proton-proton à une énergie dans le centre de masse de 8 TeV.

8

Canaux diphoton et dilepton au LHC

Sommaire

8.1 Introduction **171**
8.2 Analyse diphoton de CMS **171**
8.3 Analyse dilepton d'ATLAS **175**
8.4 Analyse dilepton de CMS **178**
8.5 Conclusion **183**

8.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous résumerons les recherches de nouveaux phénomènes physiques effectuées par les expériences ATLAS et CMS dans les événements diphoton et dilepton. Dans la section 8.2, nous discuterons l'analyse diphoton de CMS documentée dans la référence [81]. Nous aborderons les différents aspects de l'analyse et nous comparerons les résultats obtenus avec ceux ATLAS. L'analyse des événements dilepton dans l'expérience ATLAS sera décrite dans la section 8.3 et celle de CMS dans la section 8.4.

8.2 Analyse diphoton de CMS

L'étude des événements diphoton de haute masse invariante a fait l'objet de deux publications par la collaboration CMS. La première [158] utilise $36\,\mathrm{pb}^{-1}$ de données de collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV. Ces données ont été récoltées en 2010. La seconde [81] utilise $2.2\,\mathrm{fb}^{-1}$ de données de collisions proton-proton à la même énergie. Ce lot de données correspond à environ la moitié des données de collisions proton-proton enregistrées en 2011.

La stratégie de l'analyse est très similaire à celle de l'expérience ATLAS décrite en détail dans le chapitre précédent. L'objectif est d'évaluer les contributions du Modèle Standard et de décrire la distribution en masse invariante diphoton pour des événements avec $m_{\gamma\gamma} > 140\,\mathrm{GeV}$.

L'échantillon de données est enregistré grâce à un système de déclenchement qui repère deux candidats photon dans l'événement. Ces candidats photon doivent avoir une impulsion

transverse d'au moins 33, 55 ou 60 GeV en fonction de la période de prise de données. Dans chaque événement, seuls les photons avec une impulsion transverse supérieure à 70 GeV sont ensuite considérés. La recherche de vertex de conversion dans le détecteur de pixels permet de séparer les photons convertis des électrons. La probabilité qu'un électron soit mal identifié comme un photon a été évaluée à 3 %, assurant une contribution négligeable des processus impliquant des électrons dans la région de signal. Pour réduire le taux de mauvaise identification d'un jet hadronique comme un photon, un critère d'isolation est appliqué sur le photon. Celui-ci, décrit en détail dans la référence [158], consiste en une combinaison d'un critère sur la fraction d'énergie déposée dans le calorimètre hadronique, d'un critère sur la somme scalaire des impulsions des traces dans la direction du photon et d'un critère sur l'énergie déposée autour du *cluster*. De plus, un critère sur la forme de la gerbe électromagnétique est appliqué.

La production dans le Modèle Standard d'événements diphoton constitue le bruit de fond dominant. Elle est déterminée en utilisant des échantillons de simulations. Le programme Pythia est utilisé pour générer des événements diphoton. La prédiction de Pythia est ensuite corrigée pour prendre en compte les effets des ordres supérieurs de la théorie des perturbations ainsi que les effets de fragmentation. Un facteur correctif dépendant de la masse invariante diphoton est calculé en utilisant le rapport entre la prédiction de Diphox+2gammaMC et la prédiction de Pythia.

La production d'événements γ+jet et de multijets constitue également un bruit de fond important. Comme dans l'analyse ATLAS, son estimation repose sur les données récoltées dans des échantillons de contrôle. Un taux de mauvaise identification est défini comme le nombre de candidats photon isolés divisé par le nombre de candidats non isolés. Ce taux est évalué dans un échantillon de contrôle enregistré par un déclenchement du détecteur en présence d'un photon mais les candidats utilisés pour la mesure du taux sont différents du photon utilisé pour le déclenchement. Ceci est assuré par l'application d'un critère sur la distance $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$ dans le plan (η,ϕ) entre le candidat responsable du déclenchement et ceux utilisés pour la mesure du taux de mauvaise identification. Cet échantillon de contrôle est dominé par des jets hadroniques. Cependant une contamination résiduelle de photons prompts a été évaluée et prise en compte dans le calcul. Finalement le taux de mauvaise identification varie de 7 % pour une impulsion transverse de 70 GeV à 2 % pour une impulsion transverse de 120 GeV. La modélisation du spectre de masse invariante des bruits de fond γ + jet et multijets est effectuée en appliquant le taux de mauvaise identification à deux régions de contrôle enrichies en chacun de ces bruits de fond. La première région contient un photon isolé et un ou plusieurs photons non isolés et la seconde région inclut des événements sans photons isolés mais avec au moins deux photons non isolés.

La modélisation du signal attendu pour les modèles ADD est effectuée avec la version 1.3.0 de Sherpa. Comme dans l'analyse d'ATLAS, la prédiction de Sherpa est corrigée pour prendre en compte les effets d'ordres supérieurs. Le facteur correctif est de 1.7 ± 0.1. Pour les modèles RS, la modélisation est effectuée avec la version 6.424 de Pythia. Un facteur correctif variant de 1.6 à 1.8 en fonction de $m_{\gamma\gamma}$ est appliqué pour tenir compte des effets d'ordres supérieurs.

La figure 8.1 illustre le spectre de masse invariante diphoton observé dans les données. Les prédictions des différents bruits de fond sont également représentées ainsi que deux exemples de signaux (un pour chaque classe de modèle). La table 8.1 résume le nombre d'événements observés dans les données ainsi que le nombre d'événements attendus pour les différents bruits de fond. Dans chacun des quatre intervalles de masse invariante considérés, on note un bon accord entre la prédiction attendue du bruit de fond total et le nombre d'évenements observés.

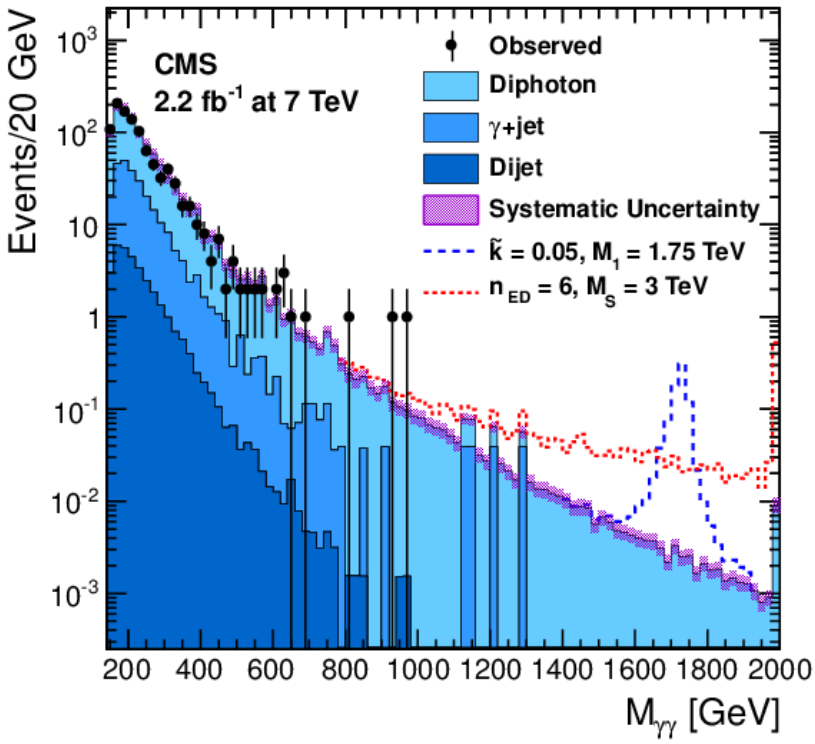


FIGURE 8.1 – Distribution de la masse invariante diphoton observée dans les données de l'expérience CMS. Les histogrammes bleus représentent les différentes composantes du bruit de fond prédit. Les histogrammes en pointillé représentent des exemples de signaux attendus pour les modèles ADD avec $M_S = 3\,\text{TeV}$ (en rouge) et RS avec $m_G = 1.75\,\text{TeV}$ et $k/\overline{M}_{Pl} = 0.05$ (en bleu).

Processus	Intervalle de masse invariante diphoton [TeV]			
	[0.14,0.2]	[0.2,0.5]	[0.5,0.9]	>0.9
Multi-jets	15 ± 6	17 ± 7	0.2 ± 0.1	0.003 ± 0.001
γ + jet	102 ± 15	124 ± 18	2.5 ± 0.4	0.19 ± 0.04
Diphoton	372 ± 70	414 ± 48	16.9 ± 3.2	1.3 ± 0.3
Somme des bruits de fond	489 ± 73	555 ± 81	19.6 ± 3.2	1.5 ± 0.3
Données	484	517	16	2

TABLE 8.1 – Nombre d'événements observés et attendus pour les différents bruits de fond par intervalle de masse invariante diphoton.

Si l'on calcule, dans les deux premiers intervalles, la pureté P comme le nombre d'événements diphoton sur le nombre total d'événements attendus, on obtient :

$$P = \frac{372 + 414}{489 + 555} \approx 75\%. \tag{8.1}$$

La même quantité peut être calculée dans le cadre de l'analyse d'ATLAS en utilisant les deux premiers intervalles de la table 7.7. On obtient une pureté $P \approx 70\,\%$. Les échantillons utilisés par ATLAS et CMS ont donc sensiblement la même composition.

Pour contraindre les paramètres des modèles RS, une approche similaire à celle de l'analyse d'ATLAS est utilisée. Le produit $\sigma \times B(G \to \gamma\gamma)$ est contraint en fonction de m_G. L'analyse est effectuée en utilisant la technique semi-fréquentiste CL_s [159, 160]. Pour chaque valeur de m_G testée, les contributions du bruit de fond et d'un hypothétique signal sont comparées aux données dans une fenêtre en masse invariante diphoton centrée sur la valeur de m_G considérée.

La table 8.2 résume les limites imposées avec 95 % de niveau de confiance sur m_G pour différentes valeurs de $k/\overline{M}_{Pl}$. Si l'on compare ces résultats à ceux d'ATLAS dans la table 7.20, on note que les limites de CMS sont systématiquement inférieures. Ceci est conforme à nos attentes puisque l'analyse d'ATLAS utilise un échantillon de données ≈2.5 fois plus important. Cependant la comparaison des résultats de CMS avec ceux publiés par ATLAS avec seulement 2.2 fb^{-1} [130], montre que ceux-ci sont similaires. Par exemple pour $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$, la limite inférieure sur m_G est de 1.84 TeV pour CMS et de 1.85 TeV pour ATLAS.

$k/\overline{M}_{Pl}$	0.01	0.02	0.03	0.04	0.05	0.06	0.07	0.08	0.09	0.10
m_G [TeV]	0.86	1.13	1.27	1.39	1.50	1.59	1.67	1.74	1.80	1.84

TABLE 8.2 – Limite inférieure obtenue par l'expérience CMS avec 95 % de niveau de confiance sur m_G pour différentes valeurs de $k/\overline{M}_{Pl}$.

Pour contraindre les paramètres des modèles ADD, une expérience de comptage dans la région $m_{\gamma\gamma} >$ 900 GeV est effectuée. La limite sur le nombre d'événements de signal dans cette région est ensuite traduite en une limite sur M_S. Comme dans le cas de RS, la limite est calculée en utilisant la technique CL_s. On note que les limites d'ATLAS (c.f. table 7.18) sont systématiquement supérieures sauf pour le scénario HLZ n = 2. Cependant avec une région de signal similaire à celle de CMS, c'est à dire $m_{\gamma\gamma} > 901$ GeV au lieu de $m_{\gamma\gamma} > 1217$ GeV, la limite d'ATLAS devient $M_S = 3.57$ TeV pour le scénario HLZ n = 2 en considérant un facteur correctif de 1. Cette limite est meilleure que celle obtenue en utilisant la région de signal par défaut.

Facteur Correctif	GRW	Hewett		HLZ					
		Neg.	Pos.	$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$	$n = 5$	$n = 6$	$n = 7$
1.0	2.94	2.28	2.63	3.29	3.50	2.94	2.66	2.47	2.34
1.6	3.18	2.41	2.84	3.68	3.79	3.18	2.88	2.68	2.53

TABLE 8.3 – Limite inférieure obtenue par l'expérience CMS avec 95 % de niveau de confiance sur M_S pour différents formalismes du modèle ADD.

Pour conclure, les analyses des expériences ATLAS et CMS dans le canal diphoton sont très similaires. Dans les deux cas, l'estimation du bruit de fond repose sur la simulation pour le bruit de fond irréductible alors que le bruit de fond réductible est estimé en utilisant les données dans des échantillons de contrôle. Lorsque l'on compare des analyses utilisant une quantité de données similaires, les contraintes sur les modèles ADD et RS sont similaires entre ATLAS et CMS.

8.3 Analyse dilepton d'ATLAS

La recherche de nouveaux phénomènes physiques dans un état final avec deux leptons isolés de même saveur a été une priorité des expériences ATLAS et CMS au démarrage du LHC. Cet état final constitue une signature claire et relativement aisée à reconstruire. De plus, les prédictions du Modèle Standard pour ce type d'événements sont très bien connues. Les études les plus récentes à partir des données récoltées en 2011 et 2012 sont documentées dans les références [82, 157, 161]. Le lot de données complet de collisions proton-proton avec une énergie de 7 TeV dans le centre de masse a permis de contraindre les paramètres d'une dizaine de modèles au delà du Modèle Standard prévoyant une résonance dans le détecteur ou une déviation de la queue de la distribution de masse invariante dilepton. Nous nous concentrerons ici sur l'analyse des données de collisions proton-proton récoltées en 2012. Cette analyse, documentée dans la référence [82], utilise 20 fb^{-1}, soit le lot complet de données. La stratégie de cette analyse est similaire à celle des analyses précédentes.

L'étude s'effectue dans les canaux diélectron et dimuon séparément. Dans le canal diélectron, les événements sélectionnés doivent posséder au moins deux électrons identifiés et isolés dans l'acceptance du calorimètre électromagnétique ($|\eta| < 2.47$ avec $1.37 < |\eta| < 1.52$ exclu). L'électron le plus énergétique doit avoir une impulsion transverse supérieure à 40 GeV alors que le second électron le plus énergétique doit avoir une impulsion transverse supérieure à 30 GeV. L'identification des électrons est effectuée en appliquant des critères sur la fuite hadronique, la forme de la gerbe électromagnétique ainsi que la qualité (nombre de coups) de la trace dans le détecteur interne. L'isolation des électrons est effectuée en appliquant un critère sur le dépôt d'énergie dans les calorimètres dans un cône de rayon $\Delta R = 0.2$ (*EtCone20*) autour de la direction de l'électron. La balance de charge entre les deux électrons n'est pas requise à cause d'une possible mauvaise évaluation de cette charge à très grande impulsion transverse due aux pertes par « Bremsstrahlung » ou à la résolution limitée du détecteur interne.

Dans le canal dimuon, les événements sélectionnés doivent posséder au moins deux muons isolés d'impulsion transverse supérieure à 25 GeV et dont la pseudorapidité η satisfait $|\eta| < 2.4$. Des critères de qualité sur la reconstruction de la trace de chaque muon sont appliqués. L'isolation du muon est effectuée en calculant la somme vectorielle des impulsions transverses des traces dans un cône de rayon $\Delta R = 0,3$ autour de la direction du muon. Enfin, contrairement au canal diélectron, un critère sur la balance de charge entre les deux candidats est imposé.

Pour les deux canaux, le bruit de fond dominant et irréductible est le processus Drell-Yan, $q\bar{q} \to Z/\gamma^* \to \ell^+\ell^-$.

Dans le canal diélectron, un second bruit de fond provient de la production de multiples jets de particules par des processus QCD et de la production d'un boson W en association avec un jet. Ces deux types d'événements contribuent au bruit de fond si un jet de particules ou plus satisfait les critères de sélection des électrons de l'analyse. La production QCD inclut également la production de quarks de saveurs lourdes et la production d'événements de type γ + jet. Elle est appelée bruit de fond dijet dans la suite de l'analyse. Les événements de désintégration semi-leptonique de paires $t\bar{t}$ ainsi que la production de quarks top célibataires sont inclus dans le bruit de fond W + jet. Enfin les processus de production d'une paire de bosons (WW, WZ et ZZ) ainsi que la désintégration dileptonique de paires $t\bar{t}$ contribuent significativement au bruit de fond total.

Dans le canal dimuon, par ordre d'importance, les bruits de fond sont la production Drell-Yan, suivi des bruits de fond $t\bar{t}$ et diboson. Les bruits de fond dijet et W + jet sont négligeables.

Les bruits de fond attendus, à l'exception de dijet et W + jet, sont évalués avec des échantillons de simulation et sont normalisés les uns par rapport aux autres en utilisant les calculs de la théorie des perturbations disponibles à l'ordre le plus important. Les programmes utilisés

sont détaillés dans la référence [82].

Les bruits de fond dijet et W + jet sont évalués en utilisant les données. La probabilité qu'un jet de particules soit identifié comme un électron est déterminée en intervalles d'impulsion transverse et de pseudorapidité en utilisant des échantillons enrichis en bruit de fond. Ces échantillons ont été récoltés en utilisant un système de déclenchement détectant la présence d'au moins un jet de particules. Onze seuils différents d'impulsion transverse ont été utilisés entre 25 GeV et 360 GeV pour pouvoir récolter un important lot de données sur une large gamme en impulsion transverse. Dans chaque échantillon, un taux de faux candidats (f) est calculé comme la fraction de candidats électrons passant les critères d'identification et d'isolation parmi tous les candidats de l'échantillon. Ce taux est calculé séparément pour l'électron de plus haute impulsion transverse (f_1) et celui d'impulsion transverse sous-dominante (f_2). D'autre part, la probabilité (r) qu'un vrai électron dans l'échantillon complet satisfasse les critères d'identification et d'isolation est évaluée avec des échantillons de simulation. Comme pour le taux f, r est évalué séparément en fonction de l'impulsion transverse de l'électron (r_1 et r_2). En utilisant r_1, r_2, f_1 et f_2, on peut calculer le nombre d'événements de bruits de fond dijet et W + jet dans l'échantillon de signal grâce à un système d'équations qui relient le nombre de vraies paires N_{ab} avec $(a, b) \in$ {vrai électron, faux électron} et le nombre de paires N_{xy} avec $(x, y) \in$ {passe la sélection des électrons, échoue la sélection des électrons} dans un échantillon présélectionné qui inclut l'echantillon final de l'analyse.

Dans le canal dimuon, le bruit de fond dijet et W + jet est évalué dans un échantillon de contrôle obtenu en appliquant les mêmes critères de sélection que la région de signal à l'exception du critère d'isolation qui est inversé. La contribution de ces deux bruits de fond a été estimée comme négligeable. D'autre part les bruits de fond provenant de rayons cosmiques sont aussi estimés comme négligeables.

Finalement, les distributions de masse invariante m_{ee} et $m_{\mu\mu}$ observées dans les données sont comparées aux bruits de fond attendus. Pour réaliser cette comparaison, la somme des bruits de fond est normalisée de telle sorte que le nombre d'événements attendus corresponde au nombre d'événements observés dans la région de contrôle entre 80 GeV et 110 GeV sous le pic du Z.

La figure 8.2(a) et la table 8.4 illustrent la comparaison entre les données et les bruits de fond attendus dans le canal diélectron par intervalle de masse invariante. La figure 8.2(b) et la table 8.5 reflètent la même information pour le canal dimuon. Dans les deux canaux, l'accord entre les données et le bruit de fond attendu est satisfaisant.

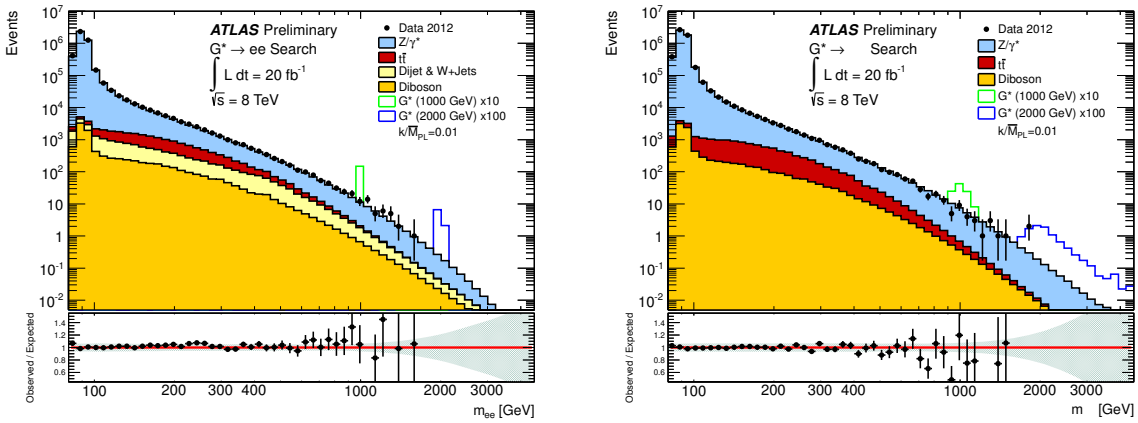
m_{ee} [GeV]	110 - 200	200 - 400	400 - 800	800 - 1200	1200 - 3000	3000 - 4500
Z/γ^*	119000 ± 8000	13700 ± 900	1290 ± 80	68 ± 4	9.8 ± 1.1	0.008 ± 0.005
$t\bar{t}$	7000 ± 800	2400 ± 400	160 ± 60	2.5 ± 0.6	0.11 ± 0.04	< 0.001
Diboson	1830 ± 210	660 ± 160	93 ± 33	4.8 ± 0.8	0.79 ± 0.26	0.005 ± 0.004
Dijet, W + jet	3900 ± 800	1260 ± 310	230 ± 110	8.6 ± 2.4	0.9 ± 0.6	0.004 ± 0.006
Total	131000 ± 8000	18000 ± 1100	1780 ± 150	84 ± 5	11.6 ± 1.3	0.017 ± 0.009
Données	133131	18570	1827	98	10	0

Table 8.4 – Nombre d'événements observés dans les données et attendus pour les différents bruits de fond par intervalles de masse invariante diélectron. Les erreurs sur les nombres d'événements attendus incluent les incertitudes statistiques et systématiques.

Le traitement des incertitudes est simplifié par le fait que le bruit de fond est normalisé aux données entre 80 GeV et 110 GeV. Cette procédure permet de rendre l'analyse insensible aux incertitudes sur la luminosité intégrée ainsi que sur d'autres sources d'incertitudes indépendantes de la masse invariante. À la place de ces incertitudes, une erreur de 5 % est assignée à la

$m_{\mu\mu}$ [GeV]	110 - 200	200 - 400	400 - 800	800 - 1200	1200 - 3000	3000 - 4500
Z/γ^*	111000 ± 8000	11000 ± 1000	1000 ± 100	49 ± 5	7.3 ± 1.3	0.033 ± 0.029
$t\bar{t}$	5900 ± 900	1900 ± 400	140 ± 60	2.7 ± 0.7	0.16 ± 0.08	< 0.001
Diboson	1520 ± 190	520 ± 140	62 ± 26	2.8 ± 1.0	0.38 ± 0.28	0.002 ± 0.003
Total	118000 ± 8000	13300 ± 1100	1160 ± 120	55 ± 5	7.8 ± 1.3	0.035 ± 0.029
Données	118701	13349	1109	48	8	0

TABLE 8.5 – Nombre d'événements observés dans les données et attendus pour les différents bruits de fond par intervalles de masse invariante dimuon. Les erreurs sur les nombres d'événements attendus incluent les incertitudes statistiques et systématiques.



(a) Spectre de masse invariante diélectron.

(b) Spectre de masse invariante dimuon.

FIGURE 8.2 – Distributions de masse invariante comparées à la somme des bruits de fond. La figure sous chaque spectre représente le rapport entre le nombre d'événements observés dans les données et le nombre d'événements prédits pour le bruit de fond. La bande verte illustre les incertitudes sur la modélisation du bruit de fond.

prédiction du signal. Cette erreur est due à l'incertitude sur la section efficace du processus Drell-Yan dans la région de normalisation. Les incertitudes sur la modélisation du bruit de fond sont illustrées par la bande verte sous chacun des deux spectres de la figure 8.2. Pour une masse invariante de 2 TeV ces incertitudes sont évaluées à 26 % dans le canal diélectron et 25 % dans le canal dimuon. Comme pour l'analyse diphoton, elles sont dominées par les incertitudes sur les fonctions de distribution de partons (PDFs).

Pour étudier les propriétés des désintégrations de gravitons de type RS en paires de leptons, des échantillons de simulation du programme PYTHIA ont été utilisés. La figure 8.3 illustre la limite supérieure imposée avec 95 % de niveau de confiance sur le produit $\sigma \times B(G \to \ell^+\ell^-)$ en fonction de la masse (m_G) de la première excitation de Kaluza-Klein. La limite a été établie avec $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$. La table 8.6 résume les limites observées et attendues sur m_G dans les différents canaux pour $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$.

Pour les modèles ADD, l'analyse la plus récente a été publiée dans la référence [157]. Cette analyse utilise les données de collisions proton-proton récoltées en 2011 avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV. Les contraintes sur M_S ont été discutées dans la section 7.8.5.

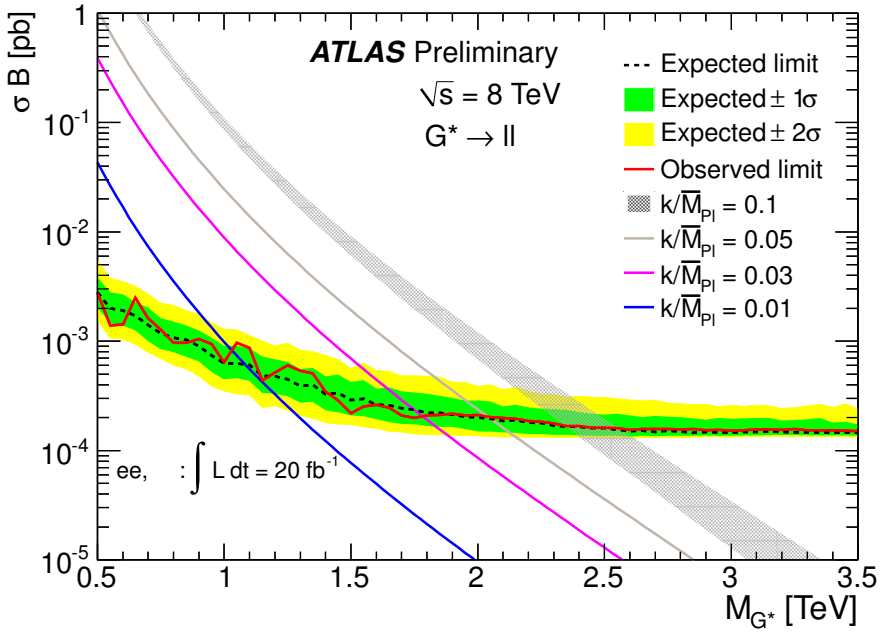


FIGURE 8.3 – Limite à 95 % de niveau de confiance sur le produit de la section efficace de production du graviton et du rapport d'embranchement dans le canal dilepton ($\sigma \times B(G \to \ell^+\ell^-)$) en fonction de la masse du gravition considéré pour une valeur de $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$. Les lignes de couleurs quasi verticales illustrent la relation entre la section efficace et m_G pour différentes valeurs de $k/\overline{M}_{Pl}$. L'épaisseur de la ligne de $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$ illustre les incertitudes théoriques sur le modèle RS.

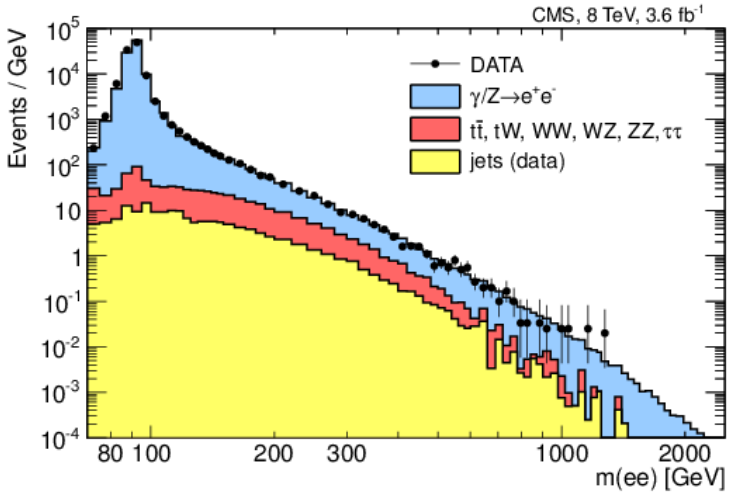
Canal	$G \to e^+e^-$	$G \to \mu^+\mu^-$	$G \to \ell^+\ell^-$
Limite observée [TeV]	2.40	2.10	2.47
Limite attendue [TeV]	2.40	2.17	2.47

TABLE 8.6 – Limites inférieures observées et attendues sur m_G pour $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$.

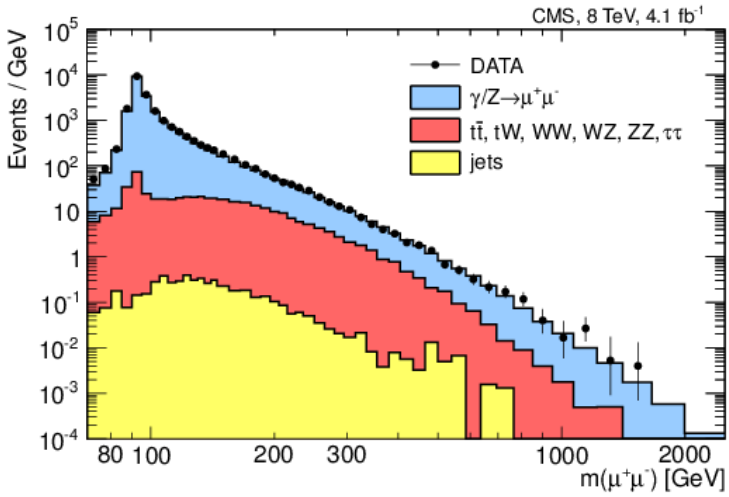
8.4 Analyse dilepton de CMS

Les recherches de nouveaux phénomènes physiques dans un état final avec deux leptons isolés ont fait l'objet de nombreuses publications de la collaboration CMS au cours de ces trois dernières années. Les analyses les plus récentes utilisant les données enregistrées en 2011 et 2012 sont détaillées dans les références [80, 162, 163] pour les modèles prévoyant une résonance dans le détecteur et dans les références [164–166] pour les modèles prévoyant une déviation dans la queue de la distribution de masse invariante dilepton.

La méthode employée pour estimer le bruit de fond est similaire à l'étude réalisée par ATLAS. Les principaux bruits de fond (Drell-Yan, diboson, $t\bar{t}$) sont évalués grâce à des simulations. Seuls les bruits de fond QCD et W + jet sont évalués dans des échantillons de contrôle avec les données. La prédiction totale est normalisée aux données dans une région autour du pic du Z. Les spectres de masse invariante diélectron et dimuon obtenus dans l'analyse référencée dans [80] sont illustrés sur la figure 8.4. La région de normalisation est définie par $60\,\text{GeV} < m_{\ell\ell} < 120\,\text{GeV}$.



(a) Spectre de masse invariante diélectron.



(b) Spectre de masse invariante dimuon.

FIGURE 8.4 – Distributions de masse invariante diélectron (a) et dimuon (b) comparées à la somme des bruits de fond.

Les spectres de masse invariante de la figure 8.4 ainsi que les spectres obtenus dans les données récoltées en 2011 avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV sont utilisés pour contraindre les modèles RS. Pour cela, les spectres en masse invariante sont étudiés dans une fenêtre centrée sur la valeur de m_G testée et de largeur $\pm 0.4 \times m_G$.

On définit le rapport R_σ par l'équation suivante :

$$R_\sigma = \frac{\sigma(pp \to G \to \ell^+\ell^-)}{\sigma(pp \to Z/\gamma^* \to \ell^+\ell^-)}. \tag{8.2}$$

La figure 8.5 illustre la limite obtenue sur ce rapport en fonction de m_G, avec 95 % de niveau de confiance. En utilisant la dépendance théorique de R_σ à m_G, illustrée par les lignes verticales sur la figure 8.5, on peut traduire la limite supérieure sur R_σ en une limite inférieure sur m_G

en fonction de la valeur de $k/\overline{M}_{Pl}$. Pour $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$, la limite obtenue est de 2140 GeV avec les données à 7 TeV, de 2260 GeV avec les données à 8 TeV et de 2390 GeV avec la combinaison des deux échantillons.

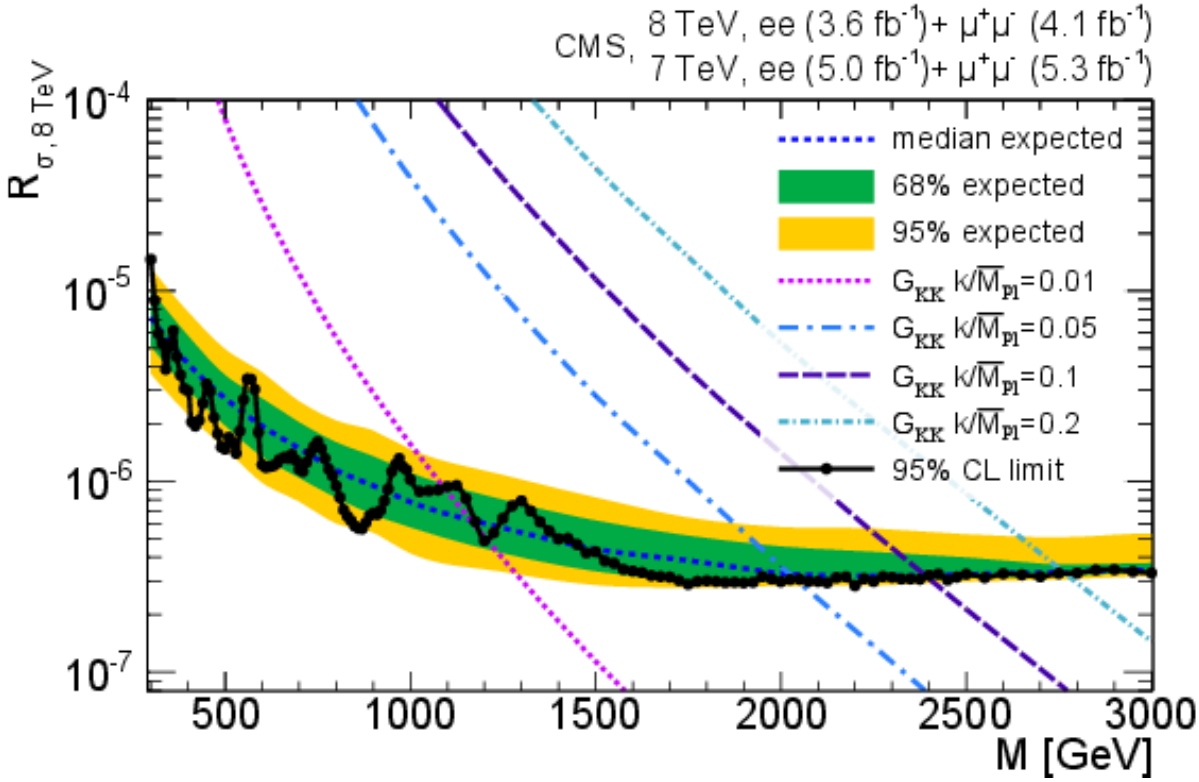
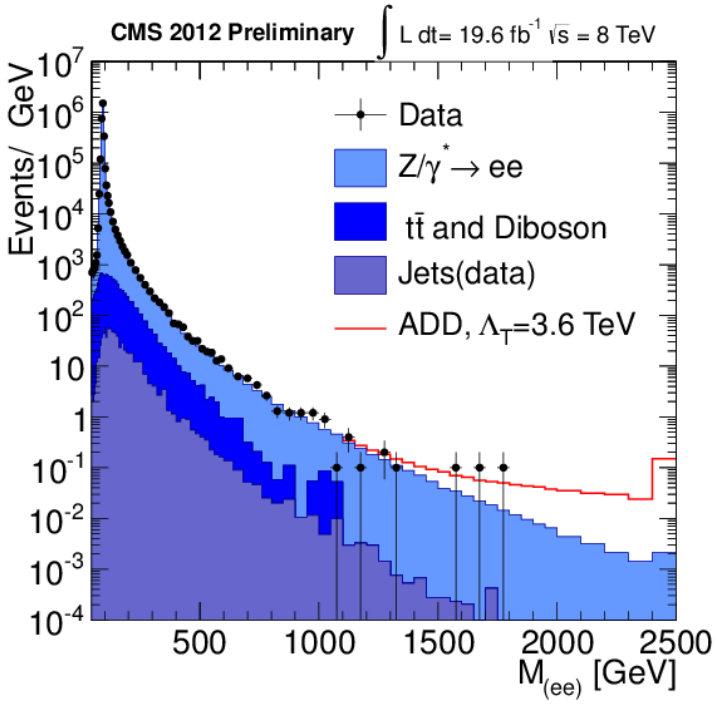


FIGURE 8.5 – Limite à 95 % de niveau de confiance sur le rapport R_σ en fonction de la masse du graviton considéré. Les lignes de couleurs quasi verticales illustrent la relation entre R_σ et m_G pour différentes valeurs de $k/\overline{M}_{Pl}$.

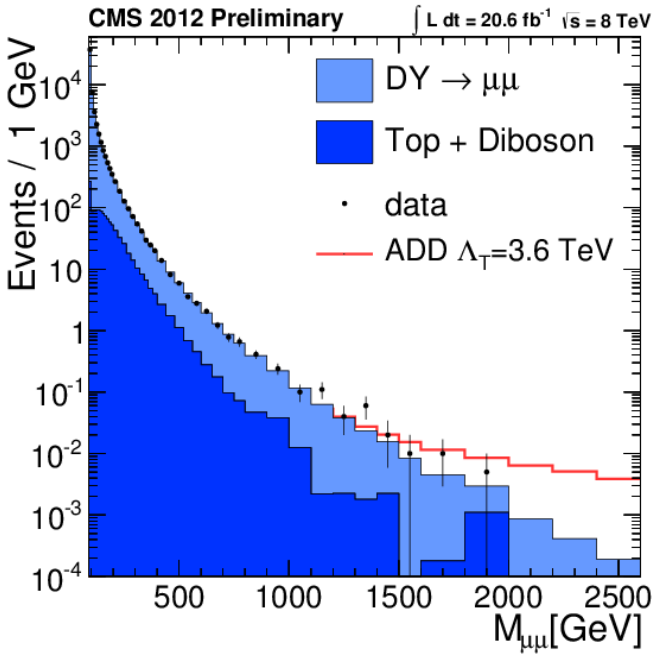
Une étude de la totalité du lot de données récolté en 2012 dans les canaux dimuon [165] et diélectron [166] a permis de tester les modèles ADD. La figure 8.6(a) illustre le spectre de masse invariante diélectron obtenu en analysant l'ensemble des données récoltées en 2012 (soit une luminosité intégrée de $\approx 20\,\text{fb}^{-1}$). Sur la figure, l'estimation de la contribution des processus du Modèle Standard est représentée ainsi que le signal attendu pour un exemple de modèle ADD. Le spectre de masse invariante dimuon est quand à lui représenté sur la figure 8.6(b).

Sur les figures 8.6(a) et 8.6(b), on note le bon accord entre les données et les prédictions du Modèle Standard. On peut donc utiliser ces données pour contraindre les paramètres des modèles ADD. Une expérience de comptage est effectuée dans les deux canaux en comparant le nombre d'événements observés et attendus dans la région de signal avec $m_{\ell\ell} > 1.8$ TeV. Le nombre d'événements observés dans les données, attendus pour le bruit de fond et pour un exemple de signal ADD sont reportés dans la table 8.7. L'exemple de signal choisi correspond au formalisme GRW avec $M_S \equiv \Lambda_T = 3.6\,TeV$.

En utilisant un facteur correctif de 1.3 appliqué sur les prédictions de PYTHIA, la limite inférieure sur M_S dans le formalisme GRW est de 3.78 TeV dans le canal dimuon et de 4.00 TeV dans le canal diélectron. En combinant ces deux canaux, la limite est portée à 4.14 TeV. La figure 8.7 illustre la limite obenue par les expériences DØ, ATLAS et CMS sur M_S en fonction du nombre de dimensions supplémentaires. Le formalisme HLZ de calcul ADD est utilisé dans cette



(a) Spectre de masse invariante diélectron.



(b) Spectre de masse invariante dimuon.

FIGURE 8.6 – Distributions de masse invariante diélectron (a) et dimuon (b) dans les données comparées à la somme des bruits de fond du Modèle Standard.

figure. La limite obtenue dans le scénario avec quatre dimensions supplémentaires correspond à la limite obtenue dans le formalisme GRW (c.f. table 2.1).

Canal	Nombre d'événements		
	observés	atttendus du bruit de fond	attendus du signal
ee	0	0.64 ± 0.10	6.90
$\mu\mu$	1	0.73 ± 0.21	6.04

TABLE 8.7 – Nombre d'événements observés par l'expérience CMS et attendus pour le bruit de fond et un exemple de signal dans la région $m_{\ell\ell} > 1.8\,\text{TeV}$. Les erreurs sur le bruit de fond correspondent à la somme en quadrature des incertitudes statitistiques et systématiques.

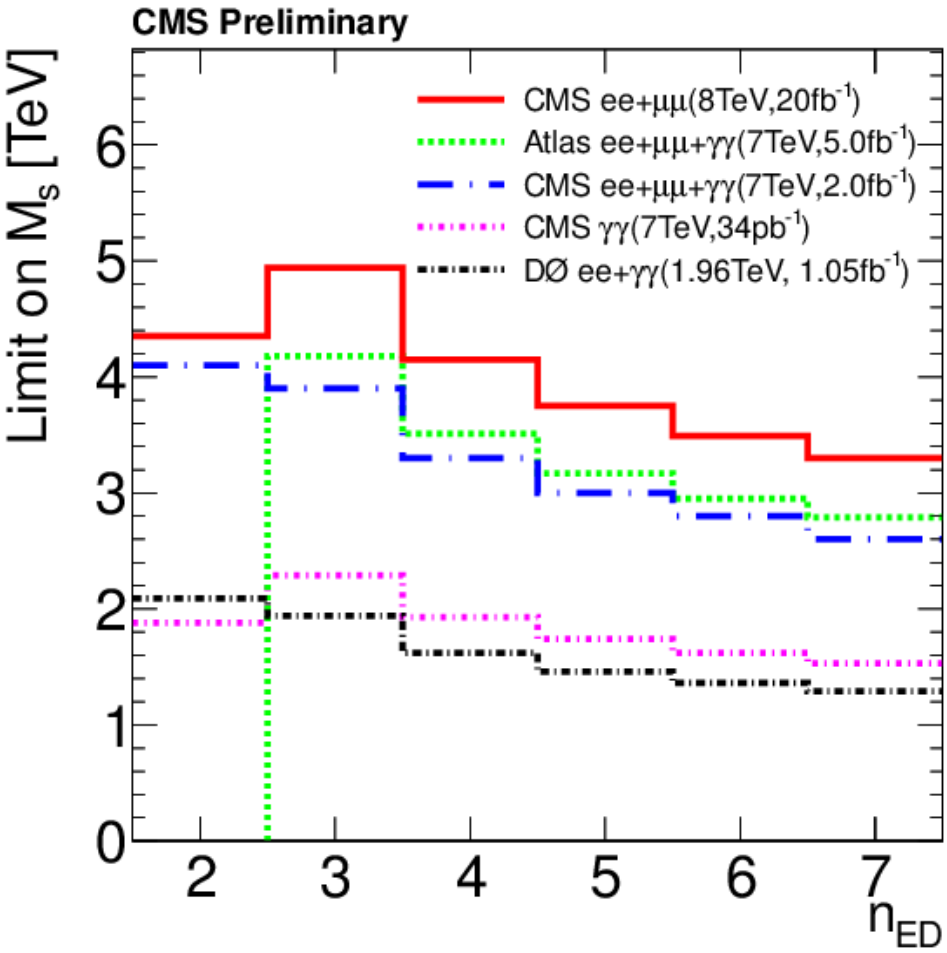


FIGURE 8.7 – Limite inférieure avec 95 % de niveau de confiance sur l'échelle M_S en fonction du nombre de dimensions supplémentaires obtenue par les expériences ATLAS, CMS et DØ. Le formalisme HLZ est utilisé pour réaliser cette figure.

8.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé les recherches de l'expérience ATLAS dans les événements avec deux leptons dans l'état final ainsi que les recherches de l'expérience CMS dans les événements avec deux leptons ou deux photons dans l'état final. Dans le chapitre précédent, nous avons décrit en détail les recherches menées par l'expérience ATLAS dans le canal diphoton. Ces différentes analyses présentent de nombreuses similitudes. Grâce à une excellente détection des leptons et des photons isolés ainsi qu'un faible taux de mauvaise identification des jets de particules, les lots de données analysés sont dominés par des événements comprenant de vrais leptons ou photons isolés. L'estimation de la contribution des bruits de fond irréductibles (*i.e.* les processus du Modèle Standard contenant de vrais leptons ou photons isolés) est effectuée avec des simulations dans les deux expériences. Dans tous les cas, la prédiction est évaluée jusqu'à des masses invariantes très importantes. Atteindre ces masses invariantes nécessite que les partons responsables de l'interaction emportent une très grande fraction de l'énergie des protons incidents. Les collisions s'effectuent avec des valeurs de la variable de Bjorken peu contraintes (c.f. chapitre 3). Il en résulte une incertitude importante ($\approx$ 20–30 %) sur les fonctions de distribution de partons (PDFs) qui constitue l'incertitude dominante sur les résultats de ces analyses.

D'autre part, les études dans les canaux dilepton et diphoton s'appuient sur la présence d'une région de contrôle. Dans le cas des analyses dilepton, il s'agit de la région en masse invariante située autour du pic du Z alors que pour l'analyse diphoton, il s'agit de la région entre 140 GeV et 500 GeV où le Tevatron a exclu la présence de nouveaux phénomènes physiques dans ces états finaux.

Nous avons vu que l'accord entre les données et les prédictions du Modèle Standard était bon dans les spectres en masse invariante dilepton ou diphoton. Les données analysées ont donc été utilisées pour contraindre de nombreux scénarios de physique au delà du Modèle Standard. Nous avons décrit les contraintes imposées dans le contexte des modèles avec des dimensions supplémentaires ADD et RS. La table 7.20 illustre les contraintes sur m_G (autour de 2 TeV) dans différents canaux alors que la figure 8.7 illustre les contraintes imposées par les expériences ATLAS et CMS sur l'échelle M_S (autour de 4 TeV) dans les modèles de type ADD.

Quatrième partie

Perspectives

9

Résultats préliminaires avec les données à 8 TeV

Sommaire

9.1 Introduction **185**
9.2 Optimisation du critère d'isolation **187**
9.3 Catégorisation du bruit de fond **189**
9.4 Contraintes attendues sur les modèles Randall-Sundrum **193**

9.1 Introduction

Dans le chapitre 7, nous avons détaillé les différents aspects de l'analyse du lot de données enregistrées en 2011. L'étude réalisée avec les données enregistrées en 2012 est décrite dans ce chapitre. L'intérêt principal de ce lot de données réside dans le fait qu'il a été collecté avec une énergie de collisions proton-proton supérieure à celle de 2011 (passage de 7 TeV à 8 TeV). En outre, les performances du LHC ont permis de récolter un lot de données beaucoup plus important que l'année précédente : la luminosité intégrée est environ quatre fois plus élevée en 2012 qu'en 2011.

L'analyse de ces données est en cours au sein de la collaboration ATLAS. Pour éviter des biais dans la modélisation du bruit de fond, il a été décidé de mener l'analyse en aveugle : les événements passant la sélection de l'analyse et ayant une masse invariante diphoton supérieure à 1 TeV sont actuellement masqués. Les résultats présentés dans ce chapitre permettent donc uniquement de juger de l'accord entre la description du bruit de fond et les données dans la région de masse invariante diphoton inférieure à 1 TeV ainsi que d'évaluer la sensibilité de l'analyse aux modèles à dimensions supplémentaires. Nous nous concentrerons dans ce chapitre sur les modèles de Randall-Sundrum.

La stratégie de l'analyse des données de 2012 reste similaire à celles de 2011 (c.f. chapitre 7). Quelques changements doivent cependant être mentionnés :

— Les seuils de déclenchement sur l'impulsion transverse des photons ont dû être augmentés pour pallier l'augmentation de la luminosité instantanée. En conséquence les critères de sélection sur les impulsions transverses des deux photons ont été durcis : on applique un critère de 40 GeV sur le premier photon et de 30 GeV sur le second. Ces critères per-

mettent de sélectionner des événements dans une région où le système de déclenchement est complètement efficace ;

— L'isolation topologique a été introduite (c.f. chapitre 5). Sa robustesse au phénomène d'empilement et sa modélisation dans les simulations étant plus satisfaisante que celle de l'isolation standard, elle est utilisée dans l'analyse. Nous discuterons son optimisation dans la section 9.2.

La figure 9.1 illustre la distribution de masse invariante obtenue dans les données en dessous de 1 TeV ainsi que l'estimation du bruit de fond jusqu'à 3 TeV. L'estimation du bruit de fond est effectuée selon la méthode décrite dans le chapitre 7. Comme le montre la signifiance statistique intervalle par intervalle en dessous du spectre de masse invariante diphoton, l'accord entre les données et le bruit de fond n'est pas bon dans la région de contrôle en masse invariante. Le déficit observé au delà de $m_{\gamma\gamma} = 1$ TeV est dû au masquage des données dans cette région.

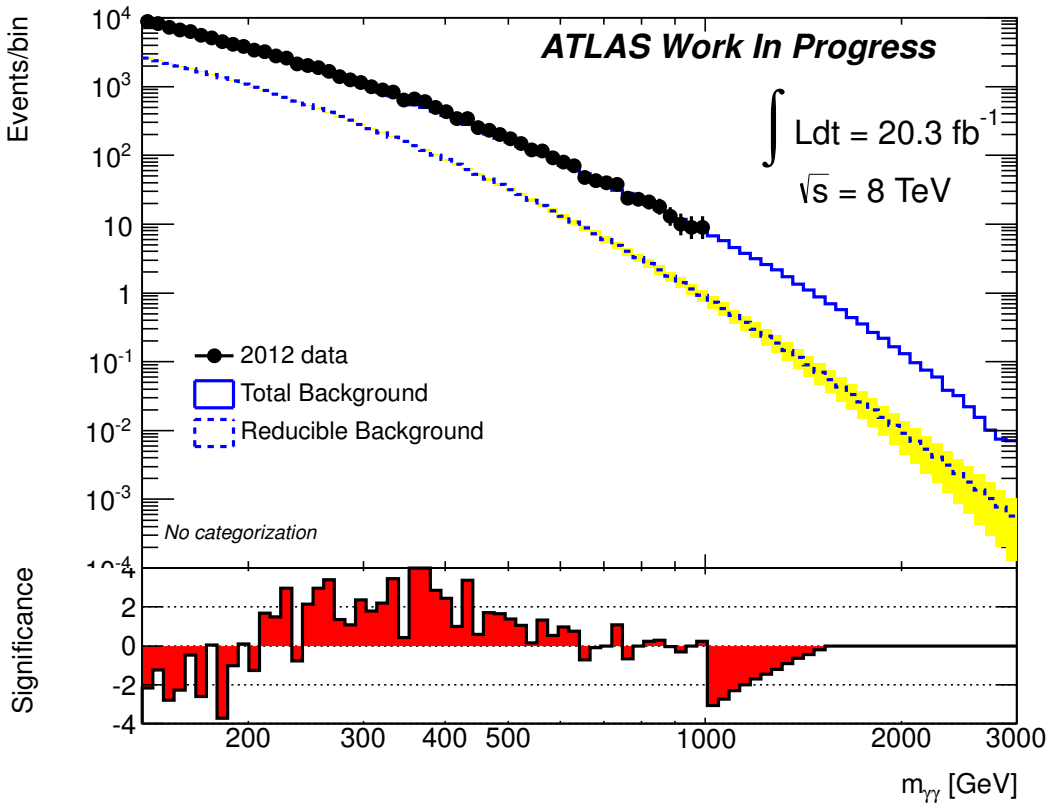


FIGURE 9.1 – (Haut) Distribution de la masse invariante du système diphoton. Les événements de données avec $m_{\gamma\gamma} > 1$ TeV sont masqués. (Bas) Signifiance statistique intervalle par intervalle.

Ce désaccord provient à la fois des bruits de fond réductible et irréductible. Concernant le bruit de fond irréductible, nous avons vu dans le chapitre 3 que la modélisation par PYTHIA des variables cinématiques sensibles au *boost* du système diphoton n'est pas satisfaisante. Cette mauvaise modélisation de la cinématique des événements pourrait affecter la masse invariante reconstruite sans que le facteur correctif DIPHOX/PYTHIA effectif ne puisse rendre compte des différences. L'implémentation d'un facteur correctif multidimensionnel pourrait améliorer la modélisation du bruit de fond. Le calcul d'un facteur correctif dépendant de la masse invariante

et de l'impulsion transverse du sytème diphoton est en cours de développement.

La même discussion s'applique au bruit de fond réductible. Les échantillons de contrôle sélectionnés dans les données ne peuvent pas décrire parfaitement la cinématique des composantes réductibles dans la région de signal. Pour améliorer cette description, on peut séparer les événements des échantillons de contrôle en différentes catégories cinématiques et effectuer l'estimation du bruit de fond réductible dans ces différentes catégories (c.f. section 9.3).

Enfin, puisque notre objectif est d'étudier les événements de très haute masse invariante diphoton, un durcissement des critères de sélection sur l'impulsion transverse des photons ainsi que sur la masse invariante du système diphoton n'affecte pas la région de signal. Nous avons donc choisi de sélectionner uniquement les événements où l'impulsion transverse des deux photons les plus énergétiques est supérieure à 50 GeV et où la masse invariante diphoton est supérieure à 180 GeV. Ceci nous permet de faciliter la modélisation du bruit de fond.

9.2 Optimisation du critère d'isolation

Comme nous l'avons abordé dans le chapitre 5 (c.f. section 5.5.4), la variable d'isolation topologique *TopoEtCone40* possède une forte dépendance sur l'impulsion transverse du photon. Cette dépendance est en grande partie liée au fait que la correction de la fuite latérale du *cluster* dans le cône d'isolation est calculée entre 7 GeV et 500 GeV et ensuite extrapolée jusqu'aux énergies des photons issus de la désintégration d'un graviton (jusqu'à 2 TeV). La ligne rouge sur la figure 9.2 montre la correction de cette fuite latérale en fonction de l'impulsion transverse du photon pour des photons non convertis dont la pseudorapidité vérifie $0 < |\eta| < 0.1$. En comparant cette correction à la valeur estimée du pic de la distribution d'isolation (points noirs), on observe un décalage important pour une impulsion transverse de 1 TeV ce qui implique que l'isolation est sous-corrigée à très haute impulsion transverse.

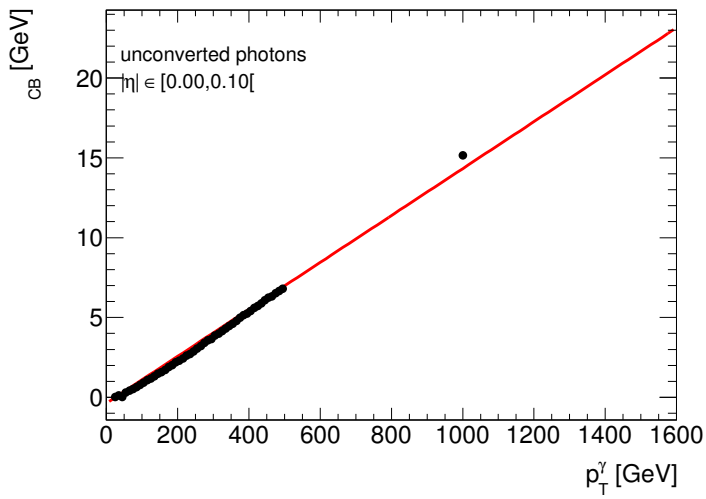
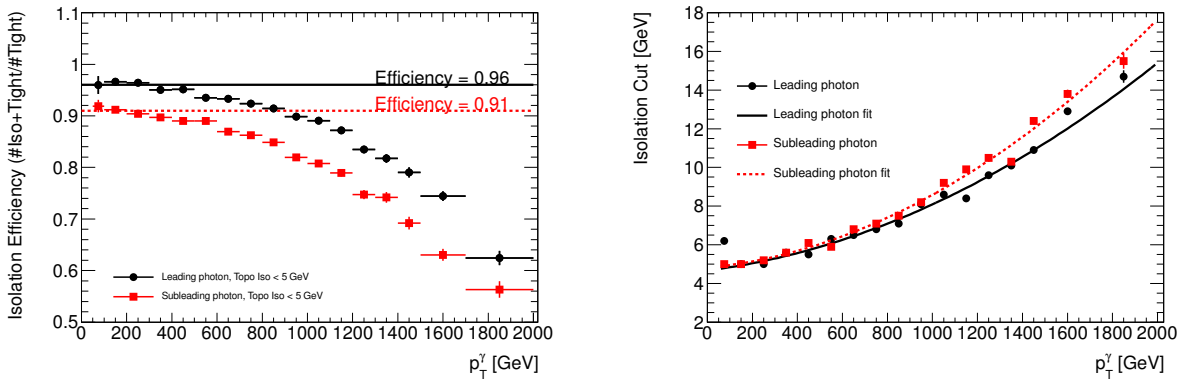


FIGURE 9.2 – Pic de la distribution d'isolation (μ_{CB}) ajustée par une densité de probabilité *Crystal-Ball* en fonction de l'impulsion transverse du photon (p_T^γ). Les points noirs représentent la valeur obtenue dans la simulation et la ligne rouge représente la correction de la fuite latérale.

Afin d'améliorer cette correction, des échantillons de simulation de photons de hautes impulsions transverses sont en cours de création. La mauvaise correction entraine une perte d'efficacité importante sur la sélection des événements de signal. L'efficacité d'un photon de signal à passer

le critère d'isolation fixe de 5 GeV en fonction de son impulsion transverse est représentée sur la figure 9.3(a). Cette efficacité est calculée comme le nombre de photons identifiés et isolés (*#iso+tight*) divisé par le nombre de photons identifiés (*#tight*). Elle est représentée en noir pour le photon de plus grande impulsion transverse et en rouge pour le second photon. On peut noter sur cette figure la chute importante d'efficacité en fonction de l'impulsion transverse du photon. Pour pallier cette chute, la solution la plus simple consiste à faire évoluer la valeur du critère d'isolation en fonction de l'impulsion transverse. La figure 9.3(b) illustre la valeur du critère d'isolation à appliquer pour garder une efficacité constante (et égale à celle des deux premiers intervalles de la figure 9.3(a)) en fonction de l'impulsion transverse du photon (en noir pour le photon le plus énergétique et en rouge pour le second).



(a) Efficacité du critère d'isolation en fonction de l'impulsion transverse du photon (p_T^γ).

(b) Valeur du critère d'isolation à appliquer pour garder une efficacité constante en fonction de l'impulsion transverse du photon (p_T^γ).

FIGURE 9.3 – Optimisation du critère d'isolation sur des photons issus de la désintégration d'un graviton de Randall-Sundrum. Le photon de plus grande impulsion transverse est représenté en noir et le second photon en rouge.

Malgré la différence observée entre les deux photons dans la figure 9.3(b), nous décidons d'imposer une variation du critère d'isolation de chaque photon selon la dépendance à l'impulsion transverse du photon le plus énergétique (la courbe noire sur la figure 9.3(b)).

L'optimisation du critère d'isolation a des conséquences directes sur l'évolution de l'efficacité de la sélection d'événements de désintégration d'un graviton de RS en fonction de m_G. La figure 9.4 illustre l'efficacité de la sélection en fonction de m_G pour $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$ dans diverses configurations. On note que l'efficacité de la sélection sans critère d'isolation est constante en fonction de m_G autour de 60 % (*Tight isem* sur la figure). En appliquant un critère d'isolation constant de 5 GeV, on note une perte d'efficacité pour les grandes valeurs de m_G à la fois pour l'isolation topologique (*Tight isem + Topo Iso < 5 GeV* sur la figure) et standard (*Tight isem + Cone Iso < 5 GeV* sur la figure). Cette perte est toutefois beaucoup plus prononcée dans le cas de l'isolation topologique. Finalement, l'application d'un critère dépendant de l'impulsion transverse de chaque photon, permet d'obtenir une efficacité constante en fonction de m_G autour de 53 % (*Tight isem + Topo Iso* $< f(pT)$ sur la figure). On note qu'une efficacité similaire est obtenue avec les trois critères d'isolation dans la région $m_G < 1.5$ TeV.

Cette optimisation du critère d'isolation permet d'obtenir une efficacité de sélection du signal constante en fonction de m_G mais elle entraine également une augmentation du bruit de fond. Cependant la relâche de la coupure est faite dans une région à très haute impulsion transverse (supérieure à 500 GeV) qui correspond à des valeurs de la masse invariante diphoton supérieures

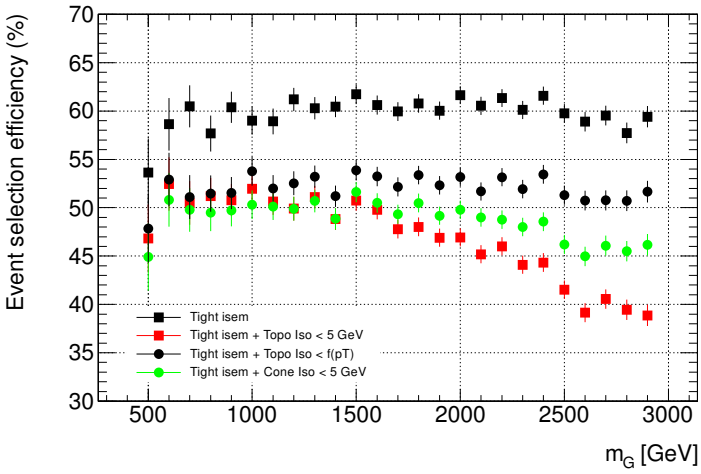


FIGURE 9.4 – Efficacité de la sélection en fonction de la masse du graviton m_G pour $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$ (c.f texte).

à 1 TeV. Dans cette région, le bruit de fond réductible est très faible comparé au bruit de fond irréductible, on attend donc un impact assez faible de la relâche du critère d'isolation sur le bruit de fond. L'impact de cette relâche sur la sensibilité de l'analyse est discuté dans la section 9.4.

Appliquer un critère d'isolation qui dépend de l'impulsion transverse est similaire à appliquer un critère fixe à une variable d'isolation modifiée pour prendre en compte la dépendance sur l'impulsion transverse. Comme nous souhaitons utiliser les distributions d'isolation des deux photons pour déterminer la composition de la région de contrôle en masse invariante (c.f. chapitre 7), il est préférable d'utiliser une variable corrigée. En effet, le critère doit être appliqué sur une distribution qui représente l'échantillon après ajustement et non pas événement par événement.

9.3 Catégorisation du bruit de fond

L'objectif de la catégorisation du bruit de fond consiste à utiliser plus précisément les échantillons de contrôle (obtenus en inversant certains critères d'identification). En effet, si nous considérons simplement deux catégories C1 et C2, l'estimation du bruit de fond peut s'écrire :

$$\begin{aligned} N_{\gamma\gamma}[\alpha^{C1}_{\gamma\gamma} \cdot f^{C1}_{\gamma\gamma}(m_{\gamma\gamma}) + \alpha^{C2}_{\gamma\gamma} \cdot f^{C2}_{\gamma\gamma}(m_{\gamma\gamma})] \quad + \\ N_{\gamma j}[\alpha^{C1}_{\gamma j} \cdot f^{C1}_{\gamma j}(m_{\gamma\gamma}) + \alpha^{C2}_{\gamma j} \cdot f^{C2}_{\gamma j}(m_{\gamma\gamma})] \quad + \\ N_{j\gamma}[\alpha^{C1}_{j\gamma} \cdot f^{C1}_{j\gamma}(m_{\gamma\gamma}) + \alpha^{C2}_{j\gamma} \cdot f^{C2}_{j\gamma}(m_{\gamma\gamma})] \quad + \\ N_{jj}[\alpha^{C1}_{jj} \cdot f^{C1}_{jj}(m_{\gamma\gamma}) + \alpha^{C2}_{jj} \cdot f^{C2}_{jj}(m_{\gamma\gamma})] \end{aligned} \tag{9.1}$$

Dans cette équation, les termes N_X représentent la normalisation de chaque composante, les termes α^Y_X le poids de la catégorie Y dans la modélisation de la composante X et les termes $f^Y_X(m_{\gamma\gamma})$ la modélisation de la forme de la distribution de masse invariante dans la catégorie Y pour la composante X. Sans catégorisation, les termes α^Y_X sont estimés dans les échantillons de contrôle obtenus en inversant des critères d'identification (en pratique $\alpha^{C1}_X \cdot f^{C1}_X(m_{\gamma\gamma}) + \alpha^{C2}_X \cdot f^{C2}_X(m_{\gamma\gamma})$ se résume en une seule composante). Avec une catégorisation, les échantillons de contrôle sont utilisés pour évaluer séparément les termes $f^{C1}_X(m_{\gamma\gamma})$ et $f^{C2}_X(m_{\gamma\gamma})$, et les termes

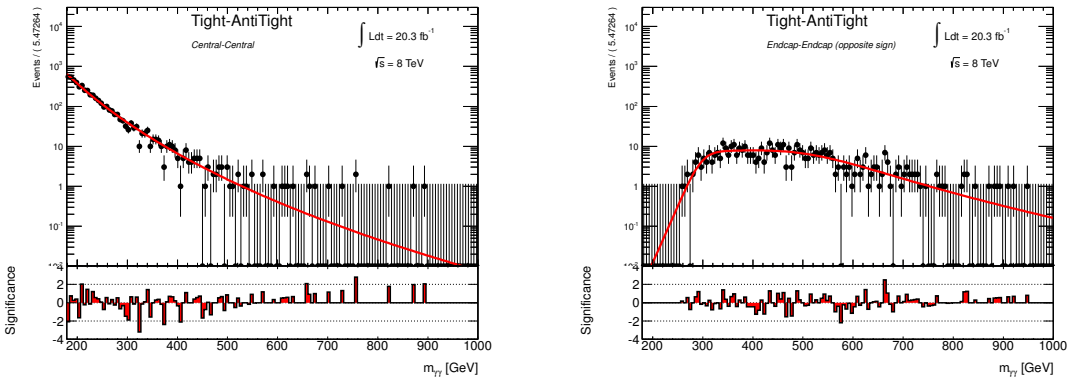
α_X^{C1} et α_X^{C2} sont estimés séparément dans la région de contrôle en masse invariante en effectuant l'ajustement bidimensionnel des isolations dans chaque catégorie.

Dans l'analyse, nous considérons cinq catégories différentes en fonction des pseudorapidités η_1 et η_2 des deux photons. La définition de chaque catégorie est donnée dans la table 9.1.

	$\lvert\eta_1\rvert < 1.37$	$\lvert\eta_1\rvert > 1.52$
$\lvert\eta_2\rvert < 1.37$	Tonneau-Tonneau	Tonneau-Bouchon
$\lvert\eta_2\rvert > 1.52$	Bouchon-Tonneau	Bouchon-Bouchon de même signes ($\eta_1 \times \eta_2 > 0$)
		Bouchon-Bouchon de signes opposés ($\eta_1 \times \eta_2 < 0$)

TABLE 9.1 – Catégories en pseudorapidité utilisées dans la modélisation du bruit de fond réductible.

La figure 9.5 illustre l'ajustement de la distribution de masse invariante diphoton dans un échantillon enrichi en événements γ + jet pour deux catégories différentes. L'ajustement pour chacune des catégories peut être consulté dans l'annexe A. La distribution dans la catégorie où les deux photons sont dans le tonneau est très similaire à la distribution obtenue dans l'analyse à 7 TeV (c.f. chapitre 7). En revanche, la distribution dans le cas où les photons sont détectés dans chacun des bouchons (catégorie Bouchon-Bouchon de signes opposés) est très différente de la distribution où les deux photons sont dans le tonneau. Pour une masse invariante similaire, les photons d'un événement de la catégorie Bouchon-Bouchon de signes opposés auront une impulsion transverse inférieure à ceux d'un événement de la catégorie Tonneau-Tonneau. Leur impulsion transverse est si faible que les seuils de déclenchement ont un impact sur la distribution de masse invariante, lui conférant cette forme spécifique. Pour prendre en compte ce phénomène, l'ajustement est effectué en utilisant le produit de la fonction introduite dans le chapitre 7 (c.f. equation 7.1) et une fonction « *error function* » modélisant la présence du seuil de déclenchement.

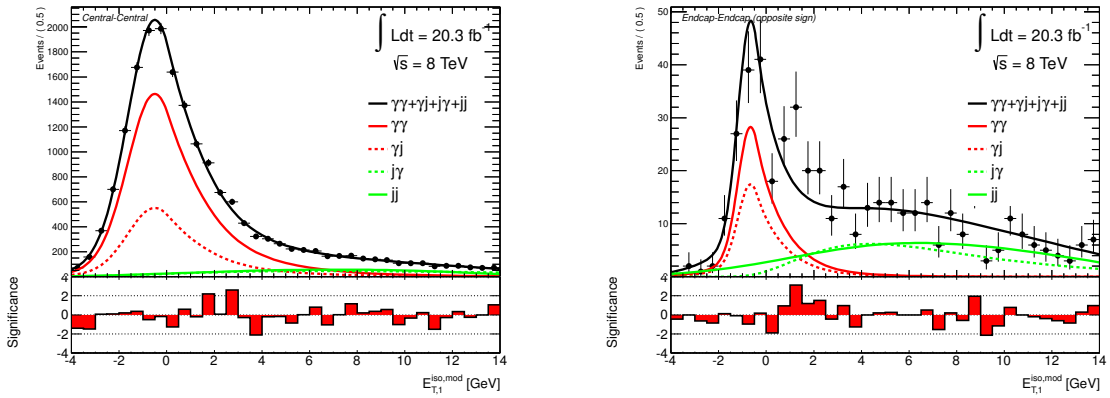


(a) Tonneau-Tonneau

(b) Bouchon-Bouchon de signes opposés

FIGURE 9.5 – Exemple d'ajustement de la masse invariante diphoton dans les échantillons enrichis en événements γ + jet pour deux catégories en pseudorapidité.

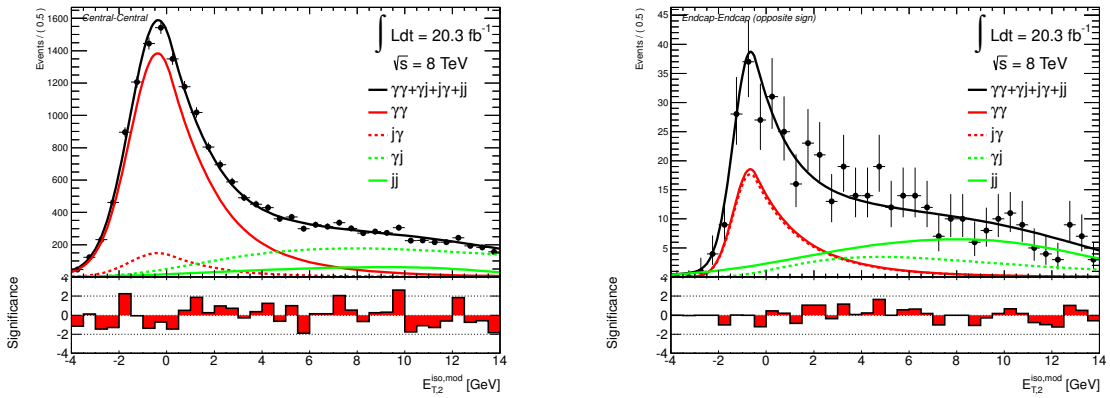
La figure 9.6 illustre le résultat de l'ajustement bidimensionnel des distributions d'isolation des deux photons pour deux catégories différentes. Sur cette figure les distributions sont représentées en fonction de l'isolation du photon avec l'impulsion transverse la plus élevée. La figure 9.7 illustre les mêmes distributions pour le photon de seconde impulsion transverse la plus élevée. Les différents ajustements dans toutes les catégories sont présentées dans l'appendice A. La variable ajustée (nommée $E_T^{iso,mod}$ sur les figures 9.6 et 9.7) est *TopoEtCone40* avec la correction illustrée sur la figure 9.3(b) appliquée. Ainsi que nous l'avons remarqué dans le chapitre 5, la distribution d'isolation topologique est plus étroite que celle d'isolation standard pour les photons. L'ajustement est donc effectué avec la somme d'une distribution de *Crystal-Ball* et d'une distribution gaussienne. Pour les distributions de faux candidats, la stratégie d'ajustement est la même que dans l'analyse à 7 TeV.



(a) Tonneau-Tonneau.

(b) Bouchon-Bouchon de signes opposés.

FIGURE 9.6 – Projection de l'ajustement bidimensionnel en fonction de l'isolation du photon de plus haute impulsion transverse dans la région de contrôle en masse invariante diphoton.



(a) Tonneau-Tonneau.

(b) Bouchon-Bouchon de signes opposés.

FIGURE 9.7 – Projection de l'ajustement bidimensionnel en fonction de l'isolation du second photon de plus haute impulsion transverse dans la région de contrôle en masse invariante diphoton.

La figure 9.8 montre la distribution de masse invariante du système diphoton. Les données sont représentées par les points noirs et sont uniquement montrées jusqu'à $m_{\gamma\gamma} = 1$ TeV. Le bruit de fond attendu, représenté par l'histogramme en trait bleu continu, est superposé au spectre des données. Au pied du spectre de masse invariante, la signifiance intervalle-par-intervalle est illustrée. On note que l'accord entre les données et le bruit de fond total est satisfaisant en considérant uniquement les incertitudes statistiques.

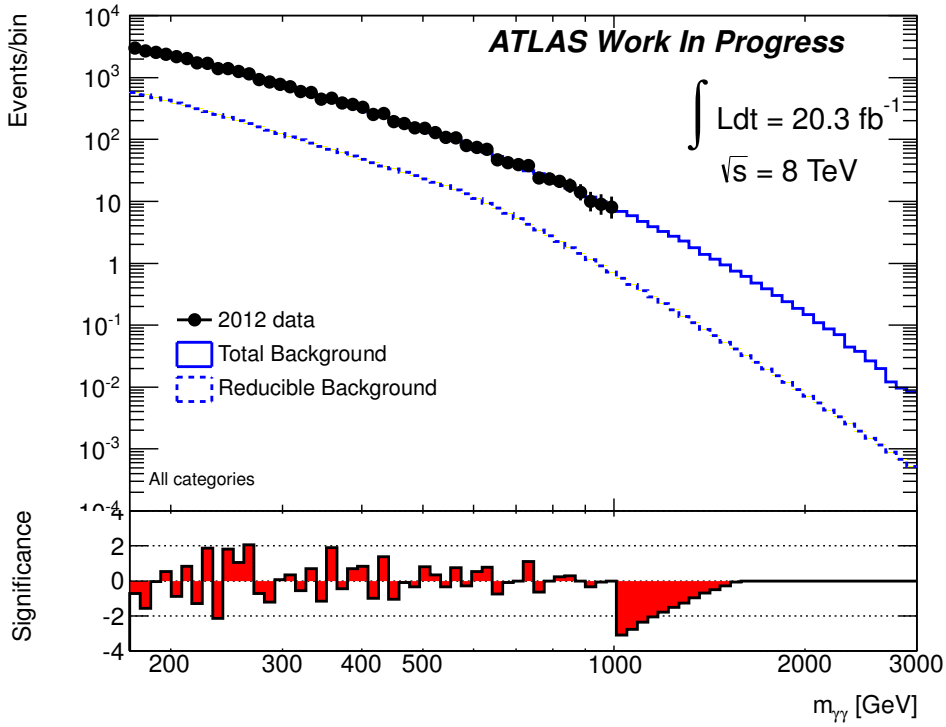


FIGURE 9.8 – (Haut) Distribution de la masse invariante du système diphoton. Les événements de données avec $m_{\gamma\gamma} > 1$ TeV sont masqués. (Bas) Signifiance statistique intervalle par intervalle. En comparaison de la figure 9.1, ce spectre a été obtenu en appliquant les changements discutés dans le texte sur les seuils d'impulsion transverse, l'optimisation du critère d'isolation et la catégorisation du bruit de fond.

Incertitudes systématiques

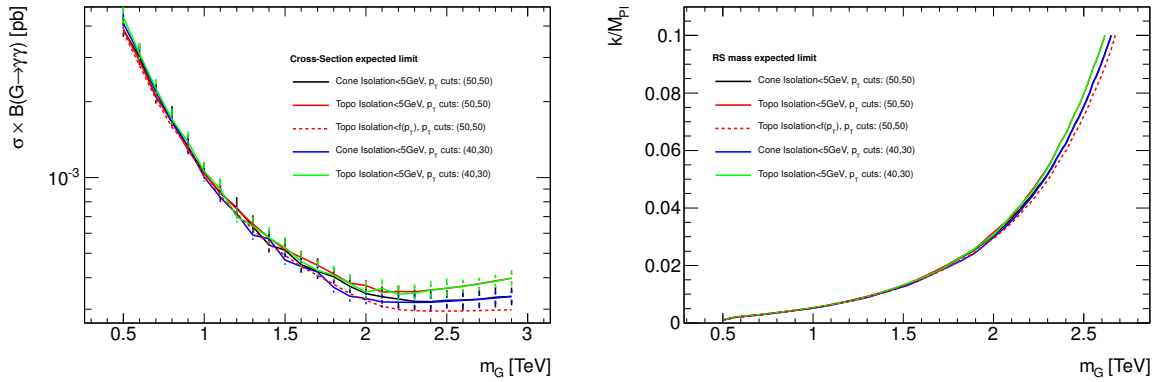
Les incertitudes systématiques sur la modélisation du bruit de fond sont dominées par les incertitudes théoriques sur la production d'événements diphoton dans le cadre du Modèle Standard. Ces incertitudes sont discutées dans la section 3.6. Les valeurs des autres sources d'incertitude sur le bruit de fond réductible et la composition du bruit de fond sont également comparables à celles de l'analyse des données à 7 TeV.

Les incertitudes sur la modélisation du signal sont également comparables à celles de l'analyse des données à 7 TeV. La modélisation de l'isolation topologique étant plus précise que celle de l'isolation standard dans les simulations, les incertitudes seront un peu réduites ; elles sont en cours d'évaluation. Afin d'obtenir un résultat préliminaire sur les contraintes attendues sur les paramètres du modèle RS, nous utiliserons les incertitudes de l'analyse des données à 7 TeV.

9.4 Contraintes attendues sur les modèles Randall-Sundrum

Pour étudier l'impact des changements de critères de sélection sur la sensibilité de l'analyse, nous avons calculé la limite attendue avec 95 % de niveau de confiance en utilisant la même approche que dans l'analyse précédente (c.f. chapitre 7). La figure 9.9(a) illustre la limite attendue sur le produit $\sigma \times B(G \to \gamma\gamma)$ en fonction de m_G pour $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$ obtenue avec différentes configurations de la sélection de l'analyse. Les différents changements effectués sont :

— isolation standard et isolation topologique ;
— seuils en impulsion transverse sur les deux photons avec l'impulsion transverse la plus élevée : (40,30) et (50,50) GeV ;
— critère d'isolation : fixe de 5 GeV et dépendant de l'impulsion transverse du photon ($f(p_T)$).



(a) Limite sur $\sigma \times B(G \to \gamma\gamma)$ en fonction de m_G pour $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$

(b) Limite sur $k/\overline{M}_{Pl}$ en fonction de m_G.

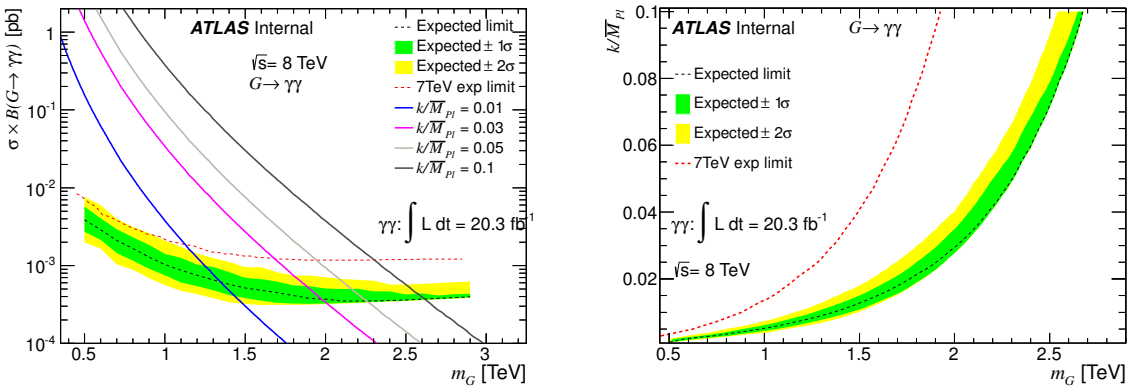
FIGURE 9.9 – Comparaison des limites sur le produit $\sigma \times B(G \to \gamma\gamma)$ et sur $k/\overline{M}_{Pl}$ en fonction de m_G pour différents critères d'isolation et différents seuils sur l'impulsion transverse des photons.

La figure 9.9(a) montre que les limites attendues pour les valeurs de $m_G < 1.5$ TeV sont similaires pour les différentes configurations. Par contre, à plus haute masse, la meilleure limite est obtenue avec l'isolation topologique à laquelle on applique un critère dépendant de l'impulsion transverse du photon (en pointillés rouges sur la figure). On note également que les changements des seuils en impulsion transverse n'ont pas d'impact sur la limite attendue. En outre, les limites sont identiques en utilisant l'isolation topologique et l'isolation standard. Cependant, le calcul de la limite dans le cas de l'isolation topologique utilise une valeur surestimée des incertitudes liées à la modélisation de l'isolation. Une valeur plus faible permettra d'améliorer légèrement le résultat.

La figure 9.9(b) illustre la limite sur le couplage $k/\overline{M}_{Pl}$ en fonction de m_G. Sur cette figure on note que la meilleure limite est obtenue en appliquant un critère dépendant de l'impulsion transverse du photon sur l'isolation topologique.

Sur la figure 9.10(a), la limite attendue sur $\sigma \times B(G \to \gamma\gamma)$ en fonction de m_G pour $k/\overline{M}_{Pl}$ = 0.1 en utilisant la sélection de l'analyse donnant la meilleure sensibilité est représentée avec les bandes d'incertitudes (correspondant à une et deux déviations standards). Elle est aussi comparée à la limite attendue dans les données enregistrées en 2011 (ligne pointillés rouges). On note une amélioration très importante de cette limite due au passage de l'énergie des collisions proton-proton de 7 à 8 TeV. Cette amélioration est aussi confirmée par la figure 9.10(b) où la limite sur le couplage $k/\overline{M}_{Pl}$ est représentée en fonction de m_G. Les valeurs des limites attendues

sur m_G sont reportées dans la table 9.2 pour différentes valeurs de $k/\overline{M}_{Pl}$. La limite sur m_G est améliorée d'environ 500 GeV à 700 GeV en fonction de $k/\overline{M}_{Pl}$.



(a) Limite attendue sur $\sigma \times B(G \to \gamma\gamma)$ en fonction de m_G pour $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$.

(b) Limite attendue sur $k/\overline{M}_{Pl}$ en fonction de m_G.

FIGURE 9.10 – Limites attendues sur les paramètres du modèle RS. Sur les deux figures, la courbe en pointillés noirs (rouges) illustre la limite attendue par l'analyse des données récoltées avec une énergie de collision proton-proton de 7 (8) TeV.

$k/\overline{M}_{Pl}$	0.01	0.03	0.05	0.1
Données 2011 (L = 4.9 fb^{-1})	0.88	1.36	1.60	1.92
Données 2012 (L = 20.3 fb^{-1})	1.36	2.01	2.30	2.67

TABLE 9.2 – Limites attendues sur m_G (TeV) pour différentes valeurs de $k/\overline{M}_{Pl}$.

10
Perspectives

L'analyse des données enregistrées avec une énergie de collision proton-proton de 8 TeV est en cours au sein du groupe exotique de la collaboration ATLAS. Les incertitudes liées à l'isolation des photons doivent être évaluées. Le résultat devra ensuite être approuvé par le groupe d'analyse. Les événements de masse invariante diphoton supérieure à 1 TeV pourront alors être étudiés. L'objectif est de publier le résultat durant la période des conférences de l'été 2013.

L'implémentation d'un facteur correctif Diphox/Pythia plus complet (à deux ou trois dimensions) permettrait d'améliorer la description du bruit de fond à faible masse invariante diphoton ($m_{\gamma\gamma} \approx 140\,\text{GeV}$). Cette amélioration constituerait un raffinement de l'analyse et permettrait d'étendre la taille de la région de contrôle à basse masse. Toutefois, les études montrent que le résultat en termes de contraintes attendues sur la masse du graviton du modèle RS reste similaire malgré le changement la taille de la région de contrôle (c.f. chapitre 9).

L'étude de variables angulaires, sensibles au spin de la particule mère, pourrait apporter une amélioration significative des contraintes sur les modèles avec des dimensions supplémentaires. Cette étude pourrait être conduite comme une catégorisation de l'analyse en intervalles de la variable $\cos(\theta^*)$ avec θ^* l'angle entre les photons et l'axe z du référentiel de Collins-Sopper [167]. Dans l'étude actuelle, l'estimation du bruit de fond réductible ainsi que la détermination de la composition du bruit de fond sont déjà catégorisées. Le calcul d'un facteur correctif Diphox/Pythia catégorisé permettrait d'obtenir une estimation complète du bruit de fond par catégorie et ainsi de mener à bien une comparaison des données avec l'estimation du bruit de fond simultanément en fonction de la masse invariante diphoton et $\cos(\theta^*)$.

Dans le cadre de l'étude des données enregistrées avec une énergie de collision proton-proton de 7 TeV, une expérience de comptage a été effectuée. Cette expérience de comptage a permis de contraindre, avec 95 % de niveau de confiance, la présence d'un nouveau phénomène prévoyant plus de 7.2 événements avec une masse invariante diphoton supérieure à 1217 GeV. Cette contrainte a ensuite été traduite en une limite sur l'échelle de coupure ultraviolette M_S dans le contexte du modèle ADD. En connaissant l'efficacité de détection d'un photon (c.f. appendice B), il est toutefois possible d'interpréter la contrainte sur le nombre d'événements en une contrainte sur un autre modèle prévoyant des manifestations dans des événements diphoton aux propriétés cinématiques proches de celles du modèle ADD. Un traitement statistique plus élaboré, tirant profit des différences entre le bruit de fond et le signal ADD dans les distributions de

masse invariante diphoton (voire dans les distributions angulaires), permettrait de contraindre plus fortement les paramètres du modèle ADD. Toutefois, cette amélioration rendrait beaucoup plus complexe une réinterprétation du résultat.

L'évolution la plus prometteuse de l'analyse réside dans l'augmentation significative de l'énergie des collisions proton-proton qui aura lieu pour la prise de données démarrant en 2015. La figure 10.1 illustre l'évolution des contraintes attendues sur la masse du graviton du modèle RS avec $k/\overline{M}_{Pl} = 0.1$ dans le canal diphoton et sur la masse du boson Z' du Modèle Standard Séquentiel [168] en fonction de l'énergie dans le centre de masse des collisions proton-proton. L'étude prospective de la limite attendue sur la masse du graviton dans les collisions proton-proton avec une énergie de 14 TeV n'a pas été effectuée. Cependant, cette limite est très similaire à celle sur la masse du boson Z' pour des énergies de collisions de 7 et 8 TeV. On peut donc s'attendre à ce qu'une étude prospective conduise à évaluer une limite similaire, autour de 6 TeV avec un lot de données de 300 fb^{-1}.

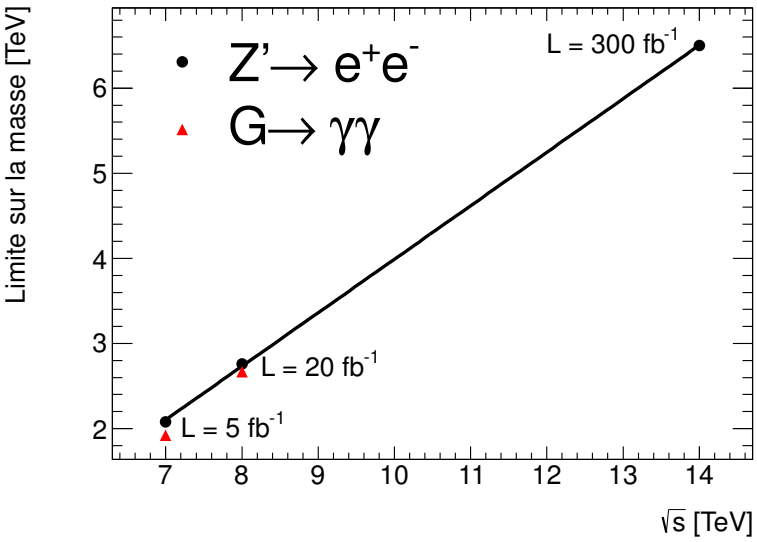


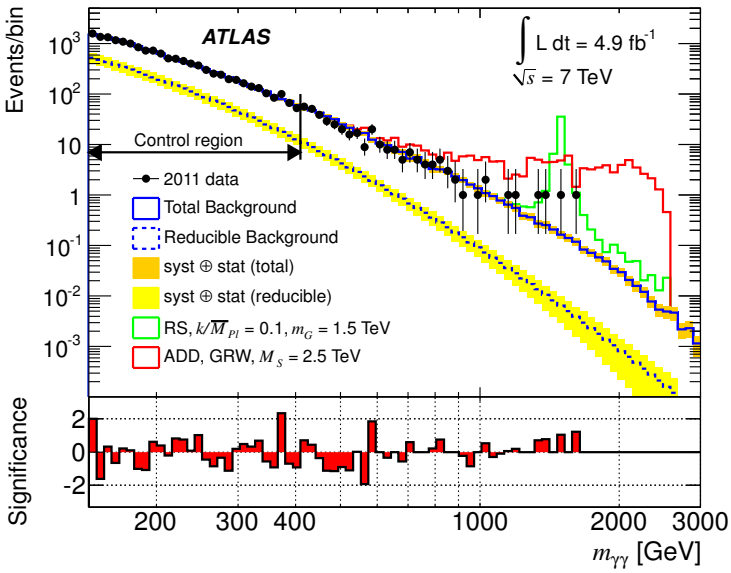
FIGURE 10.1 – Limites attendues sur $m_{Z'}$ et sur m_G en fonction de l'énergie dans le centre de masse proton-proton ($\sqrt{s}$). Les limites à $\sqrt{s} = 7$ TeV et $\sqrt{s} = 8$ TeV sont obtenues en analysant des lots de données. La limite à $\sqrt{s} = 14$ TeV est une perspective basée sur les performances attendues du détecteur ATLAS à cette énergie de collision.

La configuration du LHC lors de la prochaine prise de données n'est pas encore connue. La taille des paquets de protons ainsi que leur espacement dans l'accélérateur auront un impact très important sur les conditions de prise de données. Dans le scénario le moins favorable, avec une luminosité instantanée autour de 10^{34} cm^{-2}s^{-1} et un espacement de 50 ns entre chaque paquet, le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux sera au maximum de 80, soit quatre fois plus que la valeur moyenne de la prise de données de 2012. Les stratégies de reconstruction et d'identification des photons dans de telles conditions devront être adaptées. Par ailleurs, l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse des collisions proton-proton impose une réoptimisation des seuils de déclenchement du détecteur pour maintenir un taux d'écriture raisonnable.

Conclusion

Au cours ces dernières années, la physique des particules a franchi une nouvelle étape. Les expériences du Tevatron ont terminé leurs campagnes de prise de données à l'automne 2011. En parallèle, le LHC récolte des données depuis décembre 2009. Les premières campagnes de prises de données ont permis aux expériences ATLAS et CMS d'accumuler chacune plus de 25 fb^{-1} de données de collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 7 et 8 TeV.

L'analyse de ces lots de données conséquents a permis la découverte d'une nouvelle particule dont les propriétés sont compatibles avec le boson de Higgs du Modèle Standard. Des modèles de référence prédisant des manifestations de nouveaux phénomènes physiques ont également pu être testés. De nombreuses topologies ont été sondées et, en l'absence de signal, des contraintes ont été imposées sur les paramètres de ces modèles. J'ai personnellement contribué à la recherche de nouveaux phénomènes dans les événements diphoton récoltés par l'expérience ATLAS. Cette analyse a fait l'objet de deux publications dans des revues scientifiques [83, 130] et a également été présentée dans le numéro d'octobre 2012 du *CERN Courier*. Cette recherche, illustrée par la figure ci-dessous, a permis d'augmenter de manière importante les contraintes sur les modèles avec des dimensions supplémentaires. A titre d'exemple, le premier graviton de Kaluza-Klein du modèle de Randall-Sundrum a été contraint d'être plus massif que 2.27 TeV, améliorant la contrainte du Tevatron d'environ 1 TeV.



(Haut) Distribution de la masse invariante diphoton, comparée avec la somme des bruits de fond prédits par le Modèle Standard. Des exemples de signaux RS et ADD sont superposés à la prédiction du Modèle Standard. (Bas) Signifiance statistique par intervalle de masse invariante diphoton.

Les détecteurs de la Physique des Particules sont des instruments complexes. Il est crucial de développer une stratégie à la fois robuste et flexible pour réagir face aux problèmes imprévus et assurer une prise de données de qualité. J'ai participé au développement de la procédure de caractérisation de la qualité des objets électromagnétiques (électrons et photons). Des amas de cellules peuvent être induits dans le calorimètre éléctromagnétique par des défauts dans les câbles de haute tension ou des cartes d'électronique défectueuses. Ces amas doivent être retirés des analyses physique. La présence de cellules mortes peut également dégrader significativement la mesure de l'énergie de la particule. La procédure que nous avons conçue identifie et retire ces amas problématiques. Les critères de qualité que nous avons établis sont utilisés dans l'ensemble des analyses de l'expérience ATLAS impliquant des électrons ou des photons.

Bibliographie

[1] F. Halzen and A. D. Martin, *Quarks and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*. No. ISBN-9780471887416. John Wiley and Sons, 1984.

[2] B. Clement, *La physique des particules*. No. ISBN-2100589091. Dunod, 2013.

[3] S. Glashow, *Partial Symmetries of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22** (1961) 579–588.

[4] A. Salam and J. C. Ward, *Electromagnetic and weak interactions*, Phys. Lett. **13** (1964) 168–171.

[5] S. Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264–1266.

[6] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. **B716** (2012) 1–29, `arXiv:1207.7214 [hep-ex]`.

[7] CMS Collaboration, *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. **B716** (2012) 30–61, `arXiv:1207.7235 [hep-ex]`.

[8] P. W. Higgs, *Broken symmetries, massless particles and gauge fields*, Phys. Lett. **12** (1964) 132–133.

[9] F. Englert and R. Brout, *Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons*, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321–323.

[10] E. Noether, *Invariante Variationsprobleme*, Nachr. D. König. Gesellsch. D. Wiss. Zu Göttingen, Math-phys. Klasse (1918) 235–257, `arXiv:0503066 [physics]`.

[11] C. Wu, E. Ambler, R. Hayward, D. Hoppes, and R. Hudson, *Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, Phys. Rev. **105** (1957) 1413–1414.

[12] ATLAS Collaboration, *Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the two photon decay channel with the ATLAS detector using 25 fb^{-1} of proton-proton collision data*, ATLAS-CONF-2013-012, CERN, Geneva, Mar, 2013.

[13] CMS Collaboration, *Properties of the Higgs-like boson in the decay H to ZZ to 4l in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV*, CMS-PAS-HIG-13-002, CERN, Geneva, 2013.

[14] CMS Collaboration, *Search for the standard model Higgs boson decaying to tau pairs produced in association with a W or Z boson*, CMS-PAS-HIG-12-053, CERN, Geneva, 2013.

[15] KamLAND Collaboration, T. Araki et al., *Measurement of neutrino oscillation with KamLAND : Evidence of spectral distortion*, Phys.Rev.Lett. **94** (2005) 081801, `arXiv:hep-ex/0406035 [hep-ex]`.

[16] Super-Kamiokande Collaboration, Y. Ashie et al., *A Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by SUPER-KAMIOKANDE I*, Phys.Rev. **D71** (2005) 112005, `arXiv:hep-ex/0501064 [hep-ex]`.

[17] R. Mohapatra and A. Smirnov, *Neutrino Mass and New Physics*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **56** (2006) 569–628, `arXiv:hep-ph/0603118 [hep-ph]`.

[18] S. P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, `arXiv:9709356 [hep-ph]`.

[19] W. A. Bardeen, *On naturalness in the standard model*, FERMILAB-CONF-95-391-T (1995).

[20] S. Iso, *What can we learn from the 126 GeV Higgs boson for the Planck scale physics ? - Hierarchy problem and the stability of the vacuum -*, `arXiv:1304.0293 [hep-ph]`.

[21] F. Jegerlehner, *The hierarchy problem of the electroweak Standard Model revisited*, `arXiv:1305.6652 [hep-ph]`.

[22] G. 't Hooft, *Naturalness, chiral symmetry, and spontaneous chiral symmetry breaking*, NATO Adv. Study Inst. Ser. B Phys. **59** (1980) 135.

[23] C. Lattes, H. Muirhead, G. Occhialini, and C. Powell, *Processes Involving Charged Mesons*, Nature **159** (1947) 694–697.

[24] H. Yukawa, *On the interaction of elementary particles*, Proc. Phys. Math. Soc. Jap. **17** (1935) 48–57.

[25] G. Nordström, *Über die Möglichkeit, das elektromagnetische Feld und das Gravitationsfeld zu vereinigen*, Physikalische Zeitschrift **15** (1914) 504–506.

[26] A. Einstein, *Die Grundlage der allgemeinen Relativitätstheorie*, vol. 7. Annalen der Physik, 1916.

[27] T. Kaluza, *Zum Unitätsproblem in der Physik*, Sitzungsberg. Preuss. Akad. Wiss. Berlin (Math. Phys.) (1921) 966–972.

[28] O. Klein, *Quantentheorie und fünfdimensionale Relativitätstheorie*, Zeitschrift für Physik **37** (1926) 895–906.

[29] I. Antoniadis, *A Possible new dimension at a few TeV*, Phys. Lett. **B246** (1990) 377–384.

[30] P. Horava and E. Witten, *Heterotic and type I string dynamics from eleven-dimensions*, Nucl. Phys. **B460** (1996) 506–524, `arXiv:9510209 [hep-th]`.

[31] J. D. Lykken, *Weak scale superstrings*, Phys.Rev. **D54** (1996) 3693–3697, `arXiv:hep-th/9603133 [hep-th]`.

[32] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, *The Hierarchy problem and new dimensions at a millimeter*, Phys. Lett. **B429** (1998) 263–272, `arXiv:9803315 [hep-ph]`.

[33] L. Randall and R. Sundrum, *A Large mass hierarchy from a small extra dimension*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 3370–3373, `arXiv:9905221 [hep-ph]`.

[34] H.-C. Cheng, *2009 TASI Lecture – Introduction to Extra Dimensions*, `arXiv:1003.1162 [hep-ph]`.

[35] C. Csaki, *TASI lectures on extra dimensions and branes*, `arXiv:hep-ph/0404096 [hep-ph]`.

[36] M. Casse, J. Paul, G. Bertone, and G. Sigl, *Gamma-rays from the galactic bulge and large extra dimensions*, Phys.Rev.Lett. **92** (2004) 111102, `arXiv:hep-ph/0309173 [hep-ph]`.

[37] S. Hannestad and G. G. Raffelt, *Stringent neutron star limits on large extra dimensions*, Phys.Rev.Lett. **88** (2002) 071301, `arXiv:hep-ph/0110067 [hep-ph]`.

[38] E. Adelberger, J. Gundlach, B. Heckel, S. Hoedl, and S. Schlamminger, *Torsion balance experiments : A low-energy frontier of particle physics*, Prog. Part. Nucl. Phys. **62** (2009) 102–134.

[39] BNL-E949 Collaboration, A. Artamonov et al., *Study of the decay $K^+ \to pi^+\nu\bar{\nu}$ in the momentum region $140 < P(\pi) < 199\,MeV/c$*, Phys. Rev. **D79** (2009) 092004, `arXiv:0903.0030 [hep-ex]`.

[40] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, *Phenomenology, astrophysics and cosmology of theories with submillimeter dimensions and TeV scale quantum gravity*, Phys. Rev. **D59** (1999) 086004, `arXiv:hep-ph/9807344 [hep-ph]`.

[41] S. Ask, *Search For Extra Dimensions At LEP*, `arXiv:hep-ex/0410004`.

[42] DØ Collaboration, V. M. Abazov et al., *Search for Large Extra Dimensions in the Monojet+ Missing* E_T *Channel with the DØ Detector*, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 251802.

[43] DØ Collaboration, V. M. Abazov et al., *Search for Large Extra Dimensions via Single Photon plus Missing Energy Final States at* $\sqrt{s} = 1.96$ *TeV*, Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 011601.

[44] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al., *Search for large extra dimensions in final states containing one photon or jet and large missing transverse energy produced in* $p\bar{p}$ *collisions at* $\sqrt{s} = 1.96$ *TeV*, Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 181602, `arXiv:0807.3132 [hep-ex]`.

[45] ATLAS Collaboration, *Search for Dark Matter Candidates and Large Extra Dimensions in Events with a Photon and Missing Transverse Momentum in pp Collision Data at* $\sqrt{s} = 7$ *TeV with the ATLAS Detector*, Phys. Rev. Lett. **110** (2013) 011802.

[46] CMS Collaboration, *Search for Dark Matter and Large Extra Dimensions in pp Collisions Yielding a Photon and Missing Transverse Energy*, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 261803.

[47] ATLAS Collaboration, *Search for New Phenomena in Monojet plus Missing Transverse Momentum Final States using 10* fb^{-1} *of pp Collisions at* $\sqrt{s} = 8$ *TeV with the ATLAS detector at the LHC*, ATLAS-CONF-2012-147, CERN, Geneva, Nov, 2012.

[48] ATLAS Collaboration, *Search for dark matter candidates and large extra dimensions in events with a jet and missing transverse momentum with the ATLAS detector*, JHEP **1304** (2013) 075, `arXiv:1210.4491 [hep-ex]`.

[49] CMS Collaboration, *Search for dark matter and large extra dimensions in monojet events in pp collisions at* $\sqrt{s} = 7$ *TeV*, JHEP **2012** (2012) 1–37.

[50] S. Hawking, *Black hole explosions*, Nature **248** (1974) 30–31.

[51] P. Kanti, *Black holes in theories with large extra dimensions : A Review*, Int.J.Mod.Phys. **A19** (2004) 4899–4951, `arXiv:hep-ph/0402168 [hep-ph]`.

[52] ATLAS Collaboration, *Search for Microscopic Black Holes in Multi-Jet Final States with the ATLAS Detector at* $\sqrt{s} = 7$ *TeV*, ATLAS-CONF-2011-068, CERN, Geneva, May, 2011.

[53] CMS Collaboration, *Search for microscopic black holes in pp collisions at* $\sqrt{s} = 8$ *TeV*, `arXiv:1303.5338 [hep-ex]`.

[54] ZEUS Collaboration, S. Chekanov et al., *Search for contact interactions, large extra dimensions and finite quark radius in ep collisions at HERA*, Phys. Lett. **B 591** (2004) 23–41, `arXiv:hep-ex/0401009 [hep-ex]`.

[55] H1 Collaboration, C. Adloff et al., *Search for new physics in* $e^{\pm}q$ *contact interactions at HERA*, Phys. Lett. **B 568** (2003) 35–47, `arXiv:0305015 [hep-ex]`.

[56] ALEPH Collaboration, S. Schael et al., *Fermion pair production in* e^+e^- *collisions at 189-209 GeV and constraints on physics beyond the standard model*, Eur. Phys. J. **C 49** (2007) 411–437.

[57] DELPHI Collaboration, J. Abdallah et al., *Measurement and interpretation of fermion-pair production at LEP energies above the Z resonance*, Eur. Phys. J. **C45** (2006) 589–632, `arXiv:0512012 [hep-ex]`.

[58] *Combination of the LEP II $f\bar{f}$ Results*,. LEP Working Group LEP2FF/03-01 (2003).

[59] DØ Collaboration, V. Abazov et al., *Search for Large extra spatial dimensions in the dielectron and diphoton channels in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 051601, `arXiv:0809.2813 [hep-ex]`.

[60] G. F. Giudice, R. Rattazzi, and J. D. Wells, *Quantum Gravity and Extra Dimensions at High-Energy Colliders*, Nucl. Phys. **B 544** (1999) 3–38, `arXiv:9811291 [hep-ph]`.

[61] J. L. Hewett, *Indirect Collider Signals for Extra Dimensions*, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 4765–4768.

[62] T. Han, J. D. Lykken, and R.-J. Zhang, *On Kaluza-Klein States from Large Extra Dimensions*, Phys. Rev. **D 59** (1999) 105006, `arXiv:9811350 [hep-ph]`.

[63] R. Sundrum, *Tasi 2004 lectures : To the fifth dimension and back*, `arXiv:0508134 [hep-th]`.

[64] W. D. Goldberger and M. B. Wise, *Modulus stabilization with bulk fields*, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4922–4925, `arXiv:9907447 [hep-ph]`.

[65] W. D. Goldberger and M. B. Wise, *Phenomenology of a stabilized modulus*, Phys. Lett. **B475** (2000) 275–279, `arXiv:9911457 [hep-ph]`.

[66] H. Davoudiasl, J. Hewett, and T. Rizzo, *Phenomenology of the Randall-Sundrum Gauge Hierarchy Model*, Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 2080, `arXiv:9909255 [hep-ph]`.

[67] T. Sjöstrand, L. Lonnblad, and S. Mrenna, *PYTHIA 6.2 Physics and Manual*, Comput. Phys. Commun. **135** (2001) 238, `arXiv:0108264 [hep-ph]`.

[68] B. Allanach, K. Odagiri, M. Palmer, M. A. Parker, A. Sabetfakhri, et al., *Exploring small extra dimensions at the large hadron collider*, JHEP **0212** (2002) 039, `arXiv:0211205 [hep-ph]`.

[69] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al., *Search for Randall-Sundrum Gravitons in the Diphoton Channel at CDF*, Phys. Rev. **D83** (2011) 011102, `arXiv:1012.2795 [hep-ex]`.

[70] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al., *Search for New Dielectron Resonances and Randall-Sundrum Gravitons at the Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 051801, `arXiv:1103.4650 [hep-ex]`.

[71] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al., *A Search for high-mass resonances decaying to dimuons at CDF*, Phys. Rev. Lett. **102** (2009) 091805, `arXiv:0811.0053 [hep-ex]`.

[72] DØ Collaboration, V. M. Abazov et al., *Search for Randall-Sundrum gravitons in the dielectron and diphoton final states with 5.4 fb^{-1} of data from $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 241802, `arXiv:1004.1826 [hep-ex]`.

[73] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al., *Search for WW and WZ resonances decaying to electron, missing E_T, and two jets in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 241801, `arXiv:1004.4946 [hep-ex]`.

[74] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al., *Search for New Heavy Particles Decaying to $Z^0Z^0 \to eeee$ in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. **D78** (2008) 012008, `arXiv:0801.1129 [hep-ex]`.

[75] DØ Collaboration, V. M. Abazov et al., *Search for Resonant WW and WZ Production in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 011801.

[76] CMS Collaboration, *Search for exotic resonances decaying into WZ/ZZ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, JHEP **1302** (2013) 036, `arXiv:1211.5779 [hep-ex]`.

[77] CMS Collaboration, *Search for a narrow spin-2 resonance decaying to a pair of Z vector bosons in the semileptonic final state*, Phys. Lett. **B718** (2013) 1208–1228, `arXiv:1209.3807 [hep-ex]`.

[78] ATLAS Collaboration, *Search for resonant ZZ production in the ZZ →llqq channel with the ATLAS detector using 7.2 fb^{-1} of $\sqrt{s} = 8$ TeV pp collision data*, ATLAS-CONF-2012-150, CERN, Geneva, Nov, 2012.

[79] ATLAS Collaboration, *Search for new phenomena in the WW → lnu l'nu' final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2012-068, CERN, Geneva, Jul, 2012.

[80] CMS Collaboration, *Search for heavy narrow dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and $\sqrt{s} = 8$ TeV*, Phys. Lett. **B720** (2013) 63–82, `arXiv:1212.6175 [hep-ex]`.

[81] CMS Collaboration, *Search for Signatures of Extra Dimensions in the Diphoton Mass Spectrum at the Large Hadron Collider*, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 111801.

[82] ATLAS Collaboration, *Search for high-mass dilepton resonances in 20 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS experiment*, ATLAS-CONF-2013-017, CERN, Geneva, Mar, 2013.

[83] ATLAS Collaboration, *Search for extra dimensions in diphoton events from proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the ATLAS detector at the LHC*, NJP **15** (2013) 043007.

[84] ATLAS Collaboration, *Search for new particles decaying to ZZ using final states with leptons and jets with the ATLAS detector in $\sqrt{s} = 7$ TeV proton-proton collisions*, Phys. Lett. **B712** (2012) 331–350, `arXiv:1203.0718 [hep-ex]`.

[85] CMS Collaboration, *Search for narrow resonances using the dijet mass spectrum in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, `arXiv:1302.4794 [hep-ex]`.

[86] E. Ponton, *TASI 2011 : Four Lectures on TeV Scale Extra Dimensions*, `arXiv:1207.3827 [hep-ph]`.

[87] T. Gherghetta, *TASI Lectures on a Holographic View of Beyond the Standard Model Physics*, `arXiv:1008.2570 [hep-ph]`.

[88] D. Gross and F. Wilczek, *Ultraviolet Behavior of Nonabelian Gauge Theories*, Phys. Rev. Lett. **30** (1973) 1343–1346.

[89] J. Bjorken, *Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum*, Phys. Rev. **179** (1969) 1547–1553.

[90] R. P. Feynman, *Very high-energy collisions of hadrons*, Phys. Rev. Lett. **23** (1969) 1415–1417.

[91] H1 and ZEUS Collaboration, F. Aaron et al., *Combined Measurement and QCD Analysis of the Inclusive e+- p Scattering Cross Sections at HERA*, JHEP **1001** (2010) 109, `arXiv:0911.0884 [hep-ex]`.

[92] S. Forte, L. Garrido, J. I. Latorre, and A. Piccione, *Neural network parametrization of deep inelastic structure functions*, JHEP **0205** (2002) 062, `arXiv:hep-ph/0204232 [hep-ph]`.

[93] 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.

[94] V. Gribov and L. Lipatov, *Deep inelastic e p scattering in perturbation theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **15** (1972) 438–450.

[95] G. Altarelli and G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298.

[96] P. M. Nadolsky, H.-L. Lai, Q.-H. Cao, J. Huston, J. Pumplin, et al., *Implications of CTEQ global analysis for collider observables*, Phys. Rev. **D78** (2008) 013004, `arXiv:0802.0007 [hep-ph]`.

[97] A. Martin, W. Stirling, R. Thorne, and G. Watt, *Parton distributions for the LHC*, Eur. Phys. J. **C63** (2009) 189–285, `arXiv:0901.0002 [hep-ph]`.

[98] L. Bourhis, M. Fontannaz, and J. Guillet, *Quarks and gluon fragmentation functions into photons*, Eur. Phys. J. **C2** (1998) 529–537, `arXiv:hep-ph/9704447 [hep-ph]`.

[99] R. K. Ellis, H. Georgi, M. Machacek, H. D. Politzer, and G. G. Ross, *Factorization and the Parton Model in QCD*, Phys. Lett. **B78** (1978) 281.

[100] S. Catani, M. Fontannaz, J. Guillet, and E. Pilon, *Cross-section of isolated prompt photons in hadron hadron collisions*, JHEP **0205** (2002) 028, `arXiv:0204023 [hep-ph]`.

[101] T. Gleisberg, S. Hoeche, F. Krauss, M. Schonherr, S. Schumann, et al., *Event generation with SHERPA 1.1*, JHEP **0902** (2009) 007, `arXiv:0811.4622 [hep-ph]`.

[102] M. Bahr, S. Gieseke, M. Gigg, D. Grellscheid, K. Hamilton, et al., *Herwig++ Physics and Manual*, Eur. Phys. J. **C58** (2008) 639–707, `arXiv:0803.0883 [hep-ph]`.

[103] GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli et al., *GEANT4 : A Simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Methods **A506** (2003) 250–303.

[104] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Simulation Infrastructure*, Eur. Phys. J. **C70** (2010) 823–874, `arXiv:1005.4568 [physics.ins-det]`.

[105] T. Binoth, J. Guillet, E. Pilon, and M. Werlen, *A Full next-to-leading order study of direct photon pair production in hadronic collisions*, Eur. Phys. J. **C16** (2000) 311–330, `arXiv:9911340 [hep-ph]`.

[106] J. M. Campbell, R. K. Ellis, and C. Williams, *Vector boson pair production at the LHC*, JHEP **1107** (2011) 018, `arXiv:1105.0020 [hep-ph]`.

[107] Z. Bern, L. J. Dixon, and C. Schmidt, *Isolating a light Higgs boson from the diphoton background at the CERN LHC*, Phys. Rev. **D66** (2002) 074018, `arXiv:0206194 [hep-ph]`.

[108] S. Catani, L. Cieri, D. de Florian, G. Ferrera, and M. Grazzini, *Diphoton production at hadron colliders : a fully-differential QCD calculation at NNLO*, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 072001, `arXiv:1110.2375 [hep-ph]`.

[109] M. Botje, J. Butterworth, A. Cooper-Sarkar, A. de Roeck, J. Feltesse, S. Forte, A. Glazov, J. Huston, R. McNulty, T. Sjostrand, and R. Thorne, *The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations*, `arXiv:1101.0538 [hep-ph]`.

[110] R. Blair, B. Brelier, F. Bucci, S. Chekanov, M. Stockton, and M. Tripiana, *NLO Theoretical Predictions for Photon Measurements Using the PHOX Generators*, CERN-OPEN-2011-041, CERN, Geneva, Sep, 2011.

[111] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Measurement of isolated-photon pair production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1301** (2013) 086, `arXiv:1211.1913 [hep-ex]`.

[112] L. Evans and P. Bryant, *LHC Machine*, JINST **3** (2008) S08001.

[113] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08003.

[114] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., *The CMS experiment at the CERN LHC*, JINST **3** (2008) S08004.

[115] LHCb Collaboration, J. Alves, A. Augusto et al., *The LHCb Detector at the LHC*, JINST **3** (2008) S08005.

[116] ALICE Collaboration, K. Aamodt et al., *The ALICE experiment at the CERN LHC*, JINST **3** (2008) S08002.

[117] LHCf Collaboration, O. Adriani et al., *The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08006.

[118] TOTEM Collaboration, G. Anelli et al., *The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3** (2008) S08007.

[119] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., *Improved luminosity determination in pp collisions at $\sqrt{(s)} = 7\,TeV$ using the ATLAS detector at the LHC*, submitted to EPJC (2013), `arXiv:1302.4393 [hep-ex]`.

[120] ATLAS Collaboration, *Luminosity Determination in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7\,TeV$ using the ATLAS Detector in 2011*, ATLAS-CONF-2011-116, CERN, Geneva, Aug, 2011.

[121] ATLAS Collaboration, *Expected performance of the ATLAS experiment : detector, trigger and physics*, CERN-OPEN-2008-020, Geneva, 2009. `arXiv:0901.0512 [hep-ex]`.

[122] ATLAS Collaboration, *Performance of the ATLAS Electron and Photon Trigger in p-p Collisions at $\sqrt{s} = 7\,TeV$ in 2011*, ATLAS-CONF-2012-048, CERN, Geneva, May, 2012.

[123] ATLAS Collaboration, *Expected electron performance in the ATLAS experiment*, ATL-PHYS-PUB-2011-006, CERN, Geneva, Apr, 2011.

[124] W. Lampl, S. Laplace, D. Lelas, P. Loch, H. Ma, S. Menke, S. Rajagopalan, D. Rousseau, S. Snyder, and G. Unal, *Calorimeter Clustering Algorithms : Description and Performance*, ATL-COM-LARG-2008-003, CERN, Geneva, Apr, 2008.

[125] ATLAS Collaboration, *Expected photon performance in the ATLAS experiment*, ATL-PHYS-PUB-2011-007, CERN, Geneva, Apr, 2011.

[126] W. Cleland and E. Stern, *Signal processing considerations for liquid ionization calorimeters in a high rate environment*, Nucl. Instrum. Methods **A338** (1994) 467 – 497.

[127] M. Aleksa, M. Delmastro, M. Fanti, R. Lafaye, W. Lampl, et al., *ATLAS Combined Testbeam : Computation and Validation of the Electronic Calibration Constants for the Electromagnetic Calorimeter*, ATL-LARG-PUB-2006-003, 2006.

[128] ATLAS Collaboration, *Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data*, Eur. Phys. J. **C72** (2012) 1909, `arXiv:1110.3174 [hep-ex]`.

[129] ATLAS Electromagnetic Barrel Calorimeter Collaboration, M. Aharrouche et al., *Energy linearity and resolution of the ATLAS electromagnetic barrel calorimeter in an electron test-beam*, Nucl. Instrum. Methods **A568** (2006) 601–623, `arXiv:0608012 [physics]`.

[130] ATLAS Collaboration, *Search for Extra Dimensions using diphoton events in 7 TeV proton-proton collisions with the ATLAS detector*, Phys. Lett. **B710** (2012) 538–556, `arXiv:1112.2194 [hep-ex]`.

[131] ATLAS Collaboration, *Measurements of the photon identification efficiency with the ATLAS detector using $4.9\,fb^{-1}$ of pp collision data collected in 2011*, ATLAS-CONF-2012-123, CERN, Geneva, Aug, 2012.

[132] M. Hance, D. Olivito, and H. Williams, *Performance Studies for e/gamma Calorimeter Isolation*, ATL-COM-PHYS-2011-1186, CERN, Geneva, Sep, 2011.

[133] S. Laplace and J. de Vivie, *Calorimeter isolation and pile-up*, ATL-COM-PHYS-2012-467, CERN, Geneva, May, 2012.

[134] ATLAS Collaboration, *Measurement of the inclusive isolated prompt photon cross section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. **D83** (2011) 052005, `arXiv:1012.4389 [hep-ex]`.

[135] ATLAS Collaboration, *Measurement of the isolated di-photon cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. **D85** (2012) 012003, `arXiv:1107.0581 [hep-ex]`.

[136] M. Cacciari, G. P. Salam, and S. Sapeta, *On the characterisation of the underlying event*, JHEP **1004** (2010) 065, `arXiv:0912.4926 [hep-ph]`.

[137] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. Seymour, and B. Webber, *Longitudinally invariant K_t clustering algorithms for hadron hadron collisions*, Nucl. Phys. **B406** (1993) 187–224.

[138] S. D. Ellis and D. E. Soper, *Successive combination jet algorithm for hadron collisions*, Phys. Rev. **D48** (1993) 3160–3166, `arXiv:9305266 [hep-ph]`.

[139] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *The Catchment Area of Jets*, JHEP **0804** (2008) 005, `arXiv:0802.1188 [hep-ph]`.

[140] T. Golling, H. Hayward, P. Onyisi, H. Stelzer, and P. Waller, *The ATLAS Data Quality Defect Database System*, Eur. Phys. J. **C72** (2012) 1960, `arXiv:1110.6119 [physics.ins-det]`.

[141] ATLAS Collaboration, *Readiness of the ATLAS Liquid Argon Calorimeter for LHC Collisions*, Eur. Phys. J. **C70** (2010) 723–753, `arXiv:0912.2642 [physics.ins-det]`.

[142] ATLAS Collaboration, *ATLAS tunes of PYTHIA 6 and Pythia 8 for MC11*, ATL-PHYS-PUB-2011-009, CERN, Geneva, Jul, 2011.

[143] A. Sherstnev and R. Thorne, *Parton Distributions for LO Generators*, Eur. Phys. J. **C55** (2008) 553–575, `arXiv:0711.2473 [hep-ph]`.

[144] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al., *Search for new particles decaying into dijets in proton-antiproton collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. **D79** (2009) 112002, `arXiv:0812.4036 [hep-ex]`.

[145] ATLAS Collaboration, *Search for dilepton resonances in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 272002, `arXiv:1108.1582 [hep-ex]`.

[146] ATLAS Collaboration, *Search for New Physics in the Dijet Mass Distribution using $1\,fb^{-1}$ of pp Collision Data at $\sqrt{s} = 7$ TeV collected by the ATLAS Detector*, Phys. Lett. **B708** (2012) 37–54, `arXiv:1108.6311 [hep-ex]`.

[147] ATLAS Collaboration, *Search for production of resonant states in the photon-jet mass distribution using pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV collected by the ATLAS detector*, Phys. Rev. Lett. **108** (2012) 211802, `arXiv:1112.3580 [hep-ex]`.

[148] ATLAS Collaboration, *Search for the Standard Model Higgs boson in the two photon decay channel with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. **B705** (2011) 452–470, `arXiv:1108.5895 [hep-ex]`.

[149] Belle Collaboration, H. Ikeda et al., *A detailed test of the CsI(Tl) calorimeter for BELLE with photon beams of energy between 20-MeV and 5.4-GeV*, Nucl. Instrum. Methods **A441** (2000) 401–426.

[150] G. Choudalakis and D. Casadei, *Plotting the differences between data and expectation*, Eur. Phys. J. Plus **127** (2012) 1–11.

[151] G. Choudalakis, *On hypothesis testing, trials factor, hypertests and the BumpHunter*, `arXiv:1101.0390 [physics.data-an]`.

[152] M. Kumar, P. Mathews, V. Ravindran, and A. Tripathi, *Diphoton signals in theories with large extra dimensions to NLO QCD at hadron colliders*, Phys. Lett. **B672** (2009) 45–50, `arXiv:0811.1670 [hep-ph]`.

[153] M. Kumar, P. Mathews, V. Ravindran, and A. Tripathi, *Direct photon pair production at the LHC to order α_s in TeV scale gravity models*, Nucl. Phys. **B818** (2009) 28–51, `arXiv:0902.4894 [hep-ph]`.

[154] A. Caldwell, D. Kollar, and K. Kroninger, *BAT : The Bayesian Analysis Toolkit*, Comput. Phys. Commun. **180** (2009) 2197–2209, `arXiv:0808.2552 [physics.data-an]`.

[155] T. Bayes and R. Price, *An Essay towards solving a Problem in the Doctrine of Chances*, Philosophical Transactions of the Royal Society of London **53** (1763) 370–418.

[156] ATLAS Collaboration, *Search for high-mass resonances decaying to dilepton final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1211** (2012) 138, `arXiv:1209.2535 [hep-ex]`.

[157] ATLAS Collaboration, *Search for contact interactions and large extra dimensions in dilepton events from pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, Phys. Rev. **D87** (2013) 015010, `arXiv:1211.1150 [hep-ex]`.

[158] CMS Collaboration, *Search for Large Extra Dimensions in the Diphoton Final State at the Large Hadron Collider*, JHEP **1105** (2011) 085, `arXiv:1103.4279 [hep-ex]`.

[159] T. Junk, *Confidence level computation for combining searches with small statistics*, Nucl. Instrum. Methods **A434** (1999) 435–443, `arXiv:9902006 [hep-ex]`.

[160] A. L. Read, *Presentation of search results : The CL(s) technique*, J.Phys. **G28** (2002) 2693–2704.

[161] ATLAS Collaboration, *Search for high-mass resonances decaying to dilepton final states in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector*, JHEP **1211** (2012) 138, `arXiv:1209.2535 [hep-ex]`.

[162] CMS Collaboration, *Search for narrow resonances in dilepton mass spectra in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Phys. Lett. **B714** (2012) 158–179, `arXiv:1206.1849 [hep-ex]`.

[163] CMS Collaboration, *Search for Resonances in the Dilepton Mass Distribution in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, CMS-PAS-EXO-12-061, CERN, Geneva, 2013.

[164] CMS Collaboration, *Search for large extra dimensions in dimuon and dielectron events in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Phys. Lett. **B711** (2012) 15–34, `arXiv:1202.3827 [hep-ex]`.

[165] CMS Collaboration, *Search for Extra Dimensions in Dimuon Events in pp Collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, CMS-PAS-EXO-12-027, CERN, Geneva, 2013.

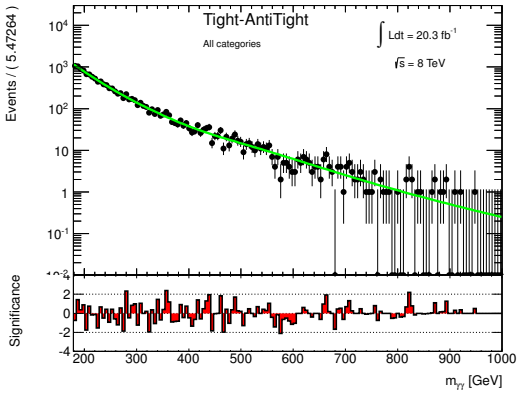
[166] CMS Collaboration, *Search for Large Extra Spatial Dimensions in Dielectron Production with the CMS Detector*, CMS-PAS-EXO-12-031, CERN, Geneva, 2013.

[167] J. C. Collins and D. E. Soper, *Angular Distribution of Dileptons in High-Energy Hadron Collisions*, Phys. Rev. **D16** (1977) 2219.

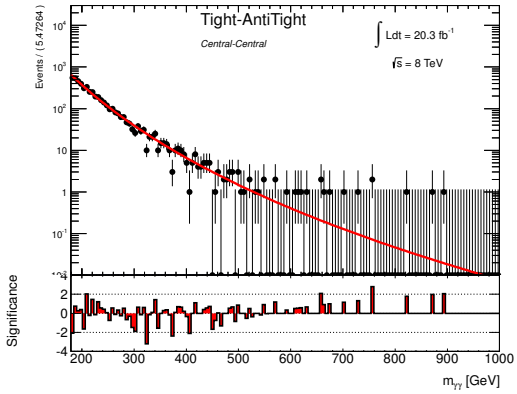
[168] P. Langacker, *The Physics of Heavy Z' Gauge Bosons*, Rev.Mod.Phys. **81** (2009) 1199–1228, `arXiv:0801.1345 [hep-ph]`.

A

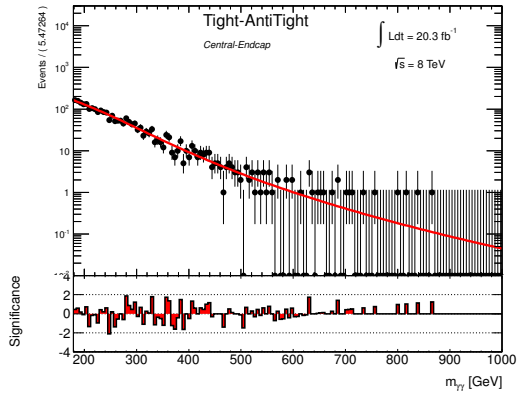
Catégorisation du bruit de fond réductible dans l'analyse des données à 8 TeV



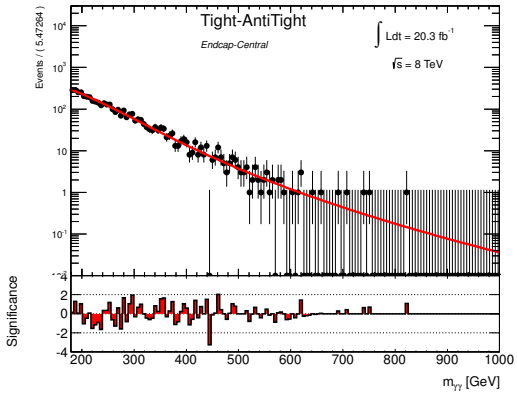
(a) Somme des catégories



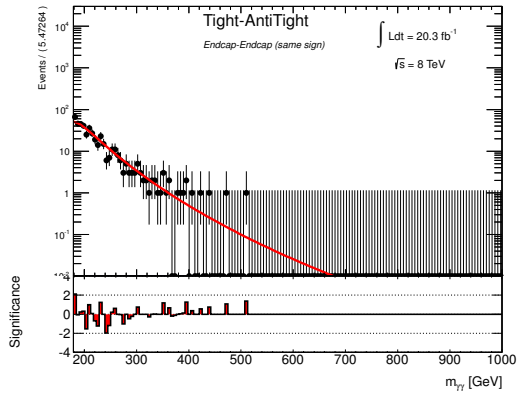
(b) Tonneau-Tonneau



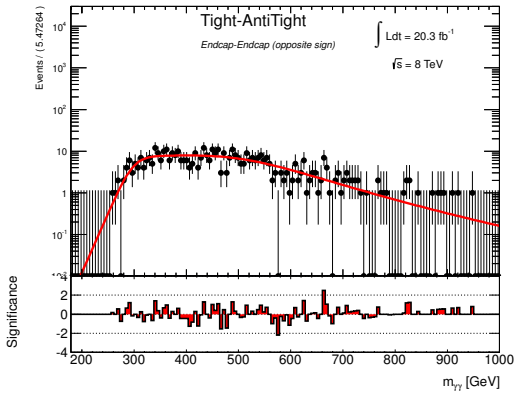
(c) Tonneau-Bouchon



(d) Bouchon-Tonneau

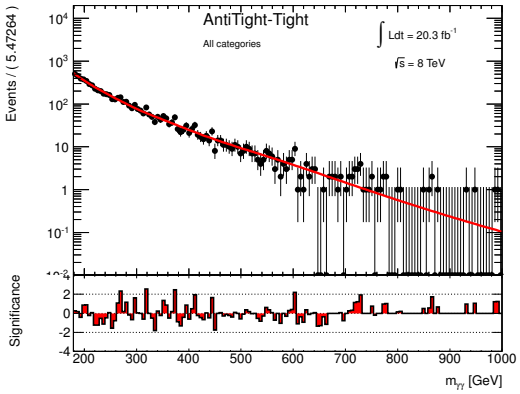


(e) Même bouchon

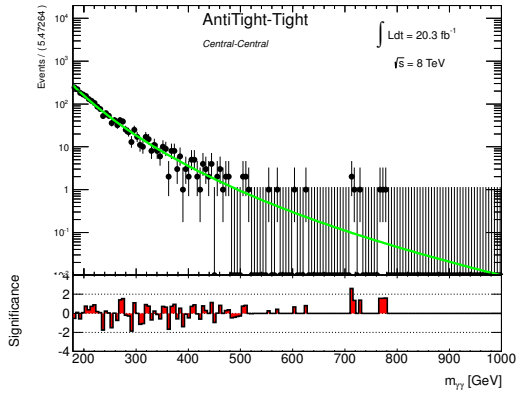


(f) Bouchons opposés

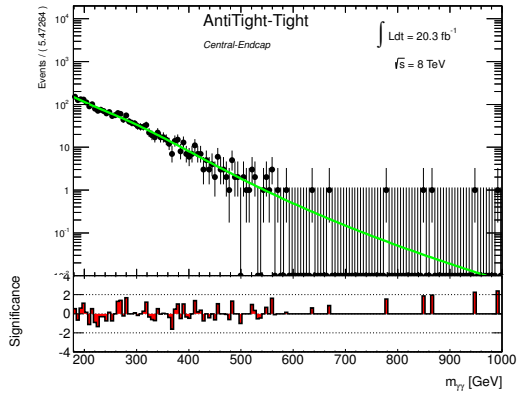
FIGURE A.1 – Ajustement de la masse invariante diphoton dans les échantillons enrichis en événements de type γ + jet. La courbe verte sur la figure (a) est obtenue en effectuant la somme des ajustements de chaque catégorie.



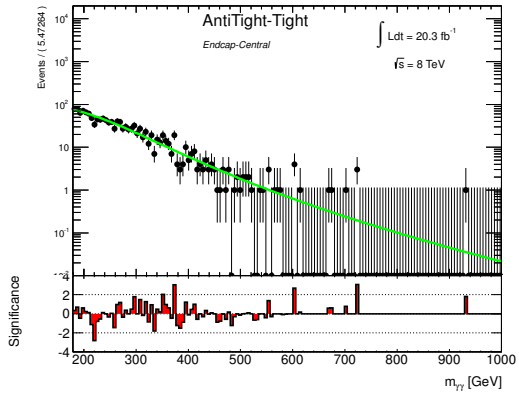
(a) Somme des catégories



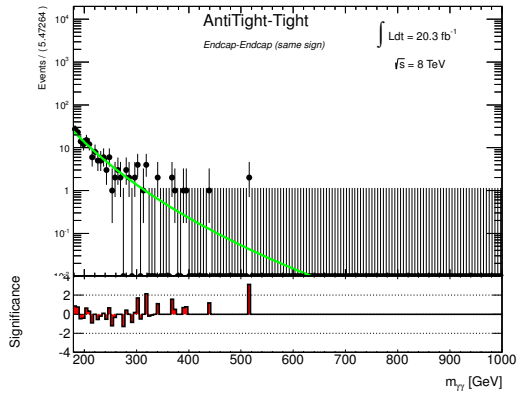
(b) Tonneau-Tonneau



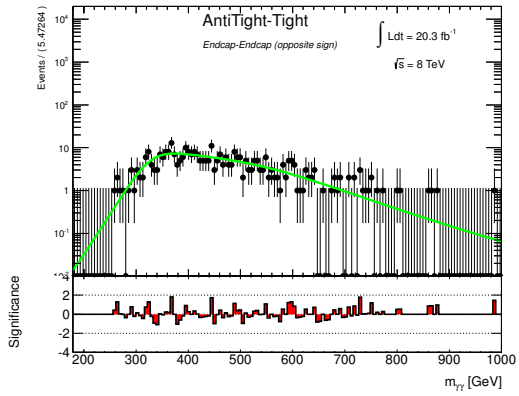
(c) Tonneau-Bouchon



(d) Bouchon-Tonneau

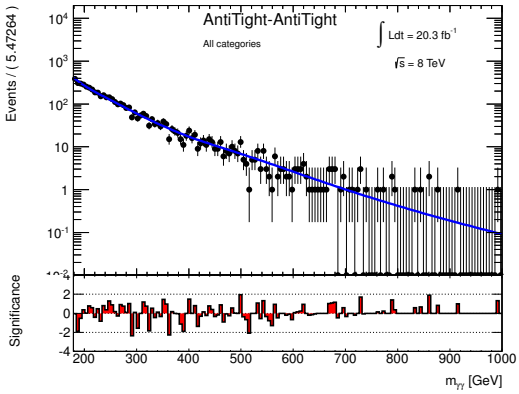


(e) Même bouchon

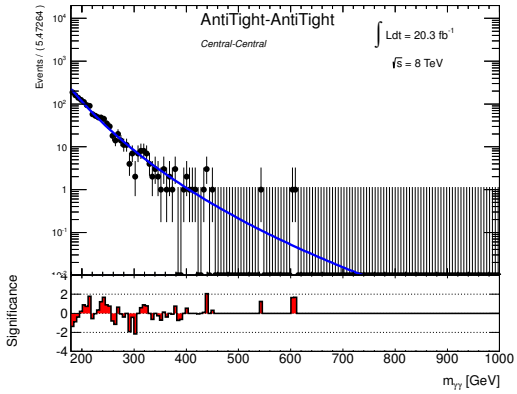


(f) Bouchons opposés

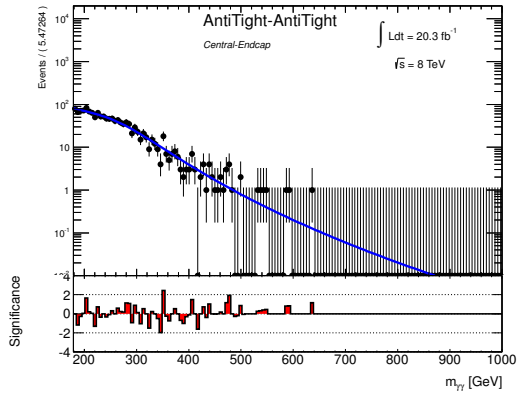
FIGURE A.2 – Ajustement de la masse invariante diphoton dans les échantillons enrichis en événements de type jet + γ. La courbe rouge sur la figure (a) est obtenue en effectuant la somme des ajustements de chaque catégorie.



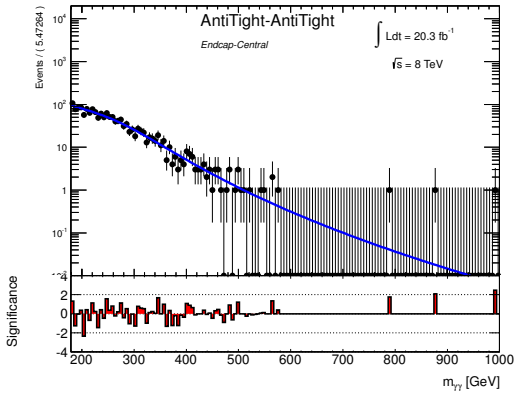
(a) Somme des catégories



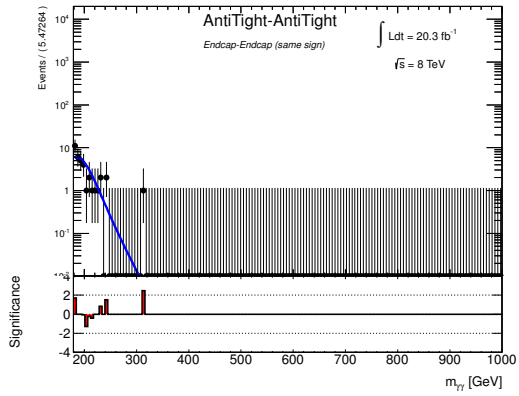
(b) Tonneau-Tonneau



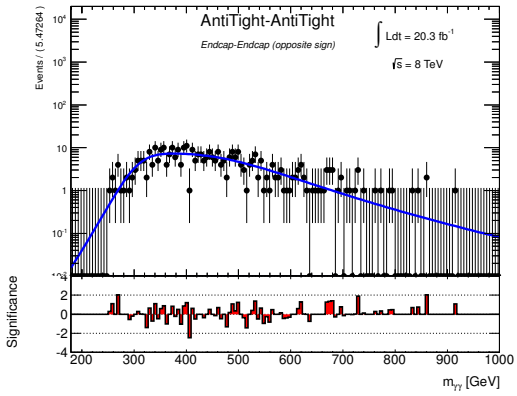
(c) Tonneau-Bouchon



(d) Bouchon-Tonneau

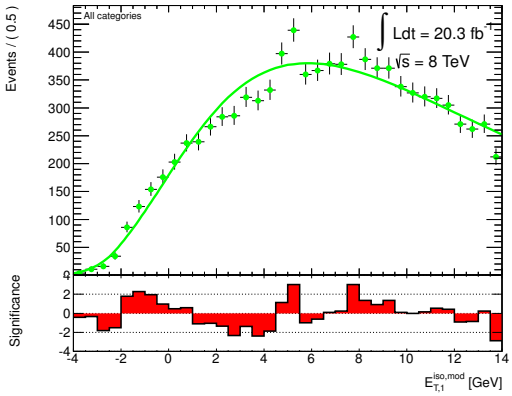


(e) Même bouchon

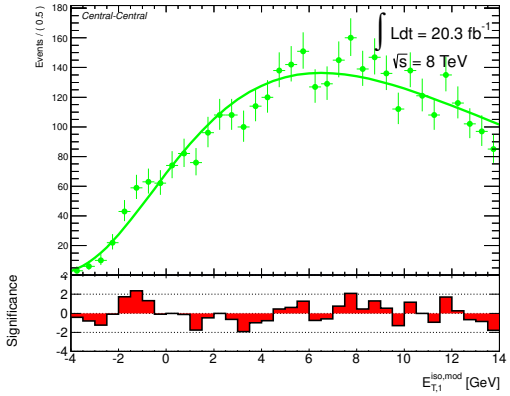


(f) Bouchons opposés

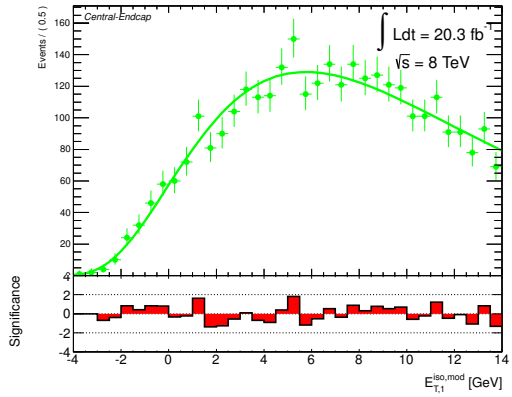
FIGURE A.3 – Ajustement de la masse invariante diphoton dans les échantillons enrichis en événements de type dijet. La courbe bleue sur la figure (a) est obtenue en effectuant la somme des ajustements de chaque catégorie.



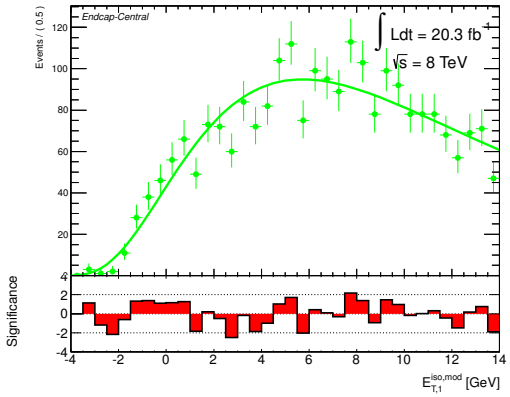
(a) Somme des catégories



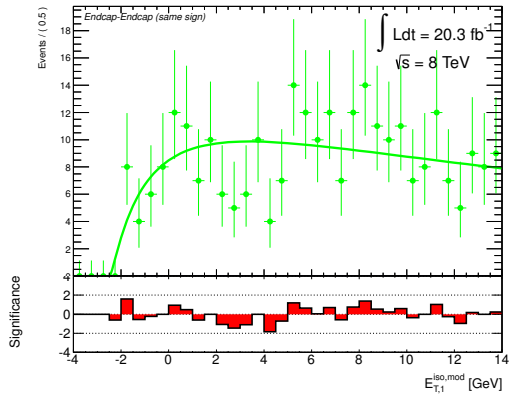
(b) Tonneau-Tonneau



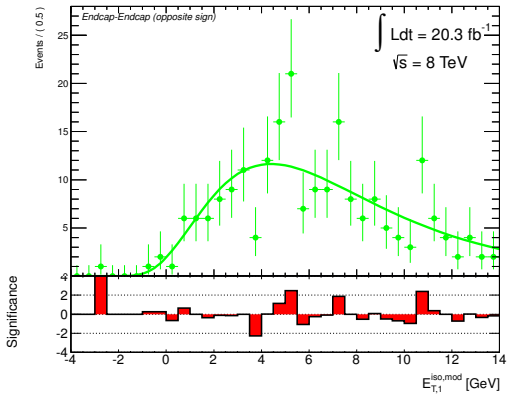
(c) Tonneau-Bouchon



(d) Bouchon-Tonneau

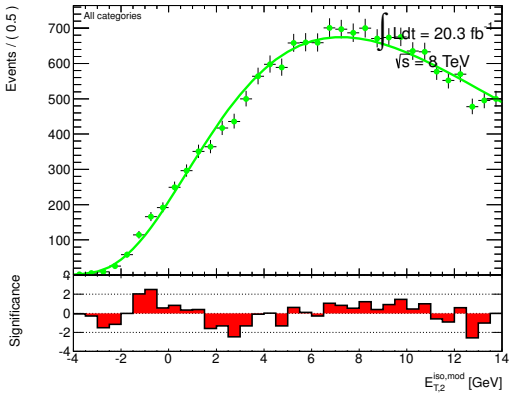


(e) Même bouchon

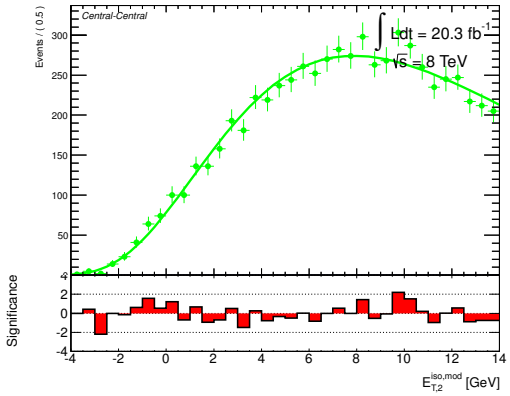


(f) Bouchons opposés

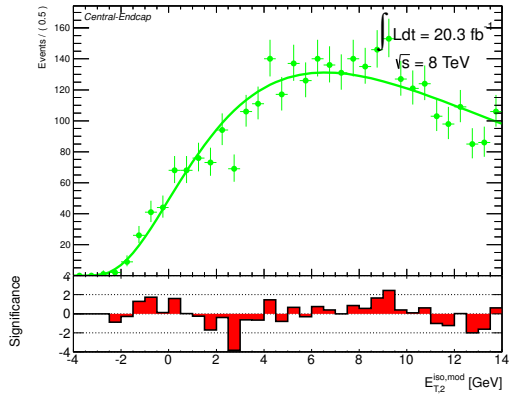
FIGURE A.4 – Ajustement de l'isolation du candidat de plus haute impulsion transverse dans un échantillon enrichi en faux candidats. Les courbes sur la figure (a) sont obtenues en effectuant la somme des ajustements de chaque catégorie.



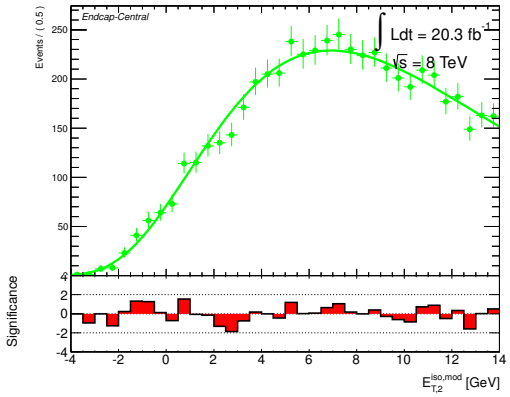
(a) Somme des catégories



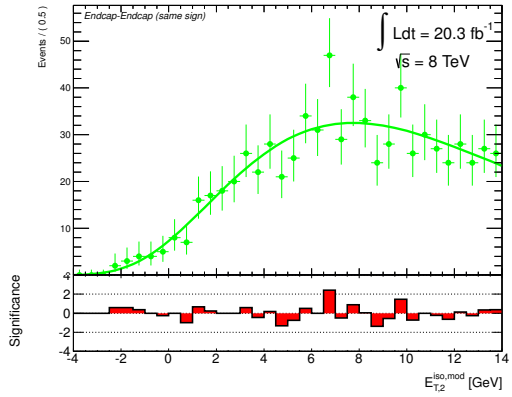
(b) Tonneau-Tonneau



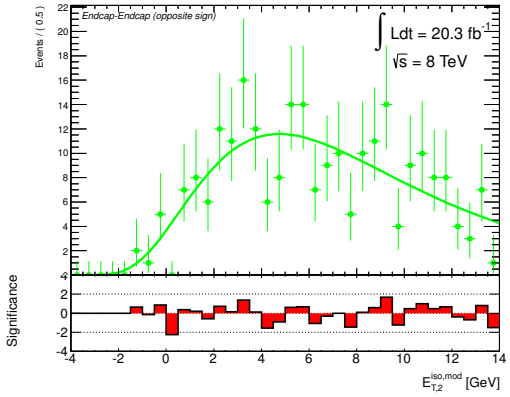
(c) Tonneau-Bouchon



(d) Bouchon-Tonneau

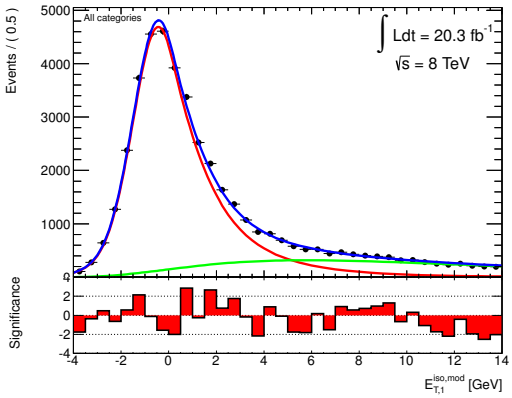


(e) Même bouchon

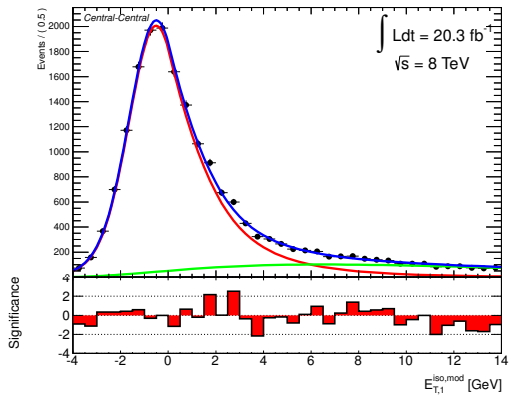


(f) Bouchons opposés

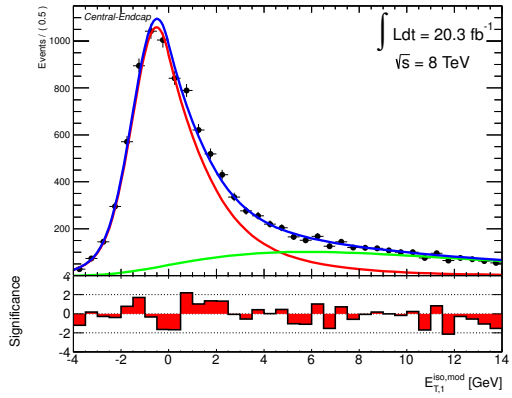
FIGURE A.5 – Ajustement de l'isolation du candidat de seconde plus haute impulsion transverse dans un échantillon enrichi en faux candidats. Les courbes sur la figure (a) sont obtenues en effectuant la somme des ajustements de chaque catégorie.



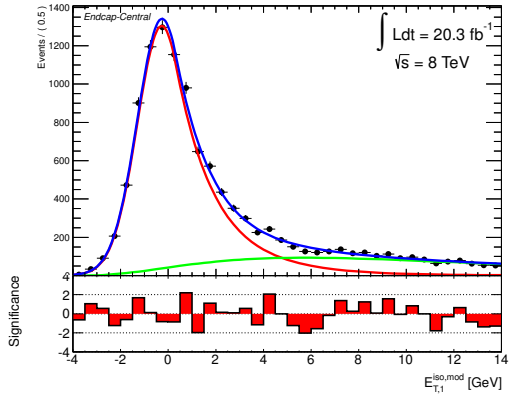
(a) Somme des catégories



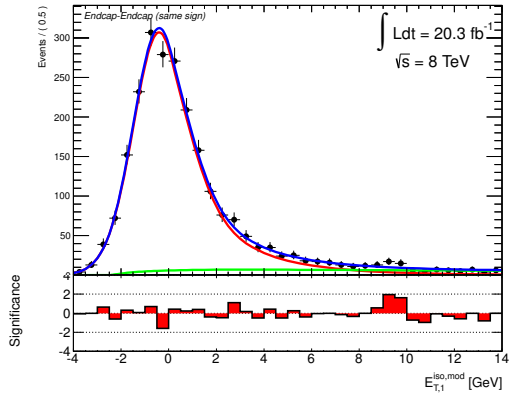
(b) Tonneau-Tonneau



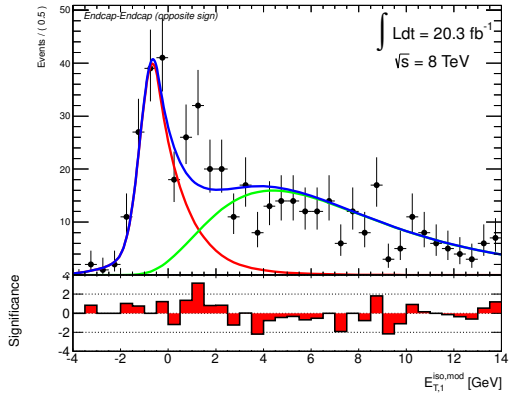
(c) Tonneau-Bouchon



(d) Bouchon-Tonneau

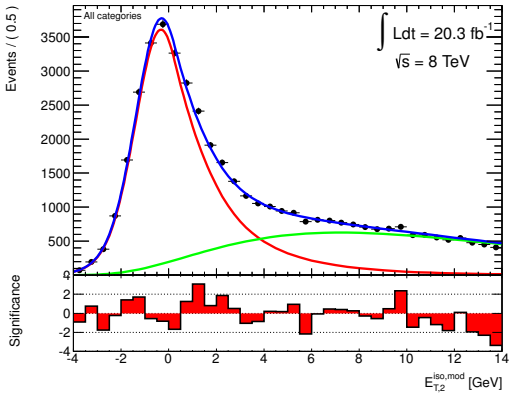


(e) Même bouchon

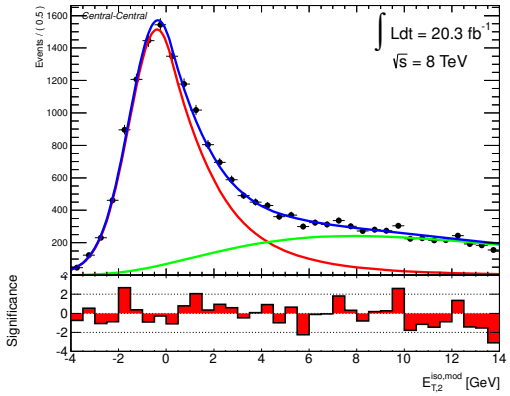


(f) Bouchons opposés

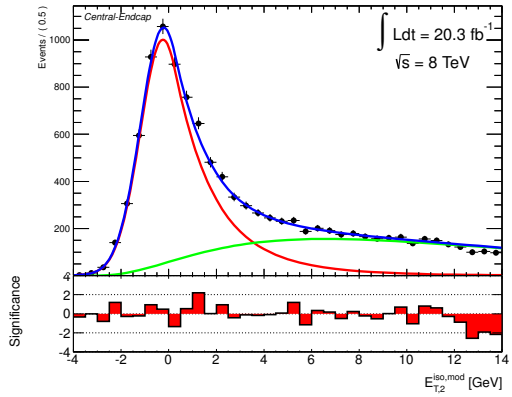
FIGURE A.6 – Extraction de l'isolation du photon de plus haute impulsion transverse dans l'échantillon de signal. Les courbes sur la figure (a) sont obtenues en effectuant la somme des ajustements de chaque catégorie.



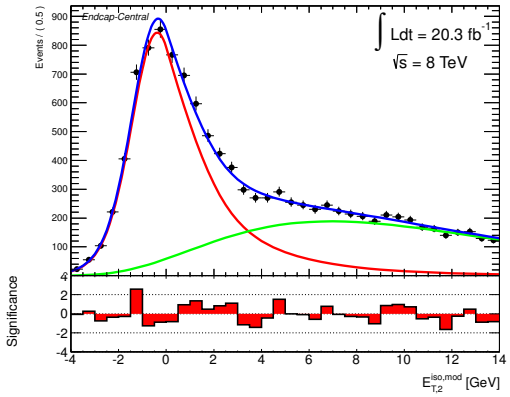
(a) Somme des catégories



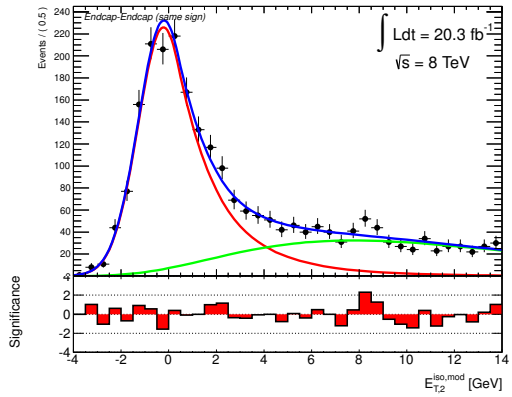
(b) Tonneau-Tonneau



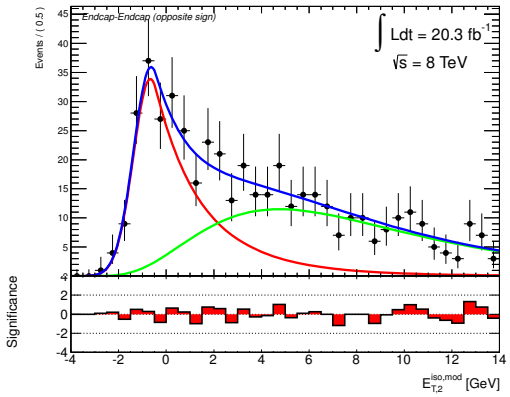
(c) Tonneau-Bouchon



(d) Bouchon-Tonneau

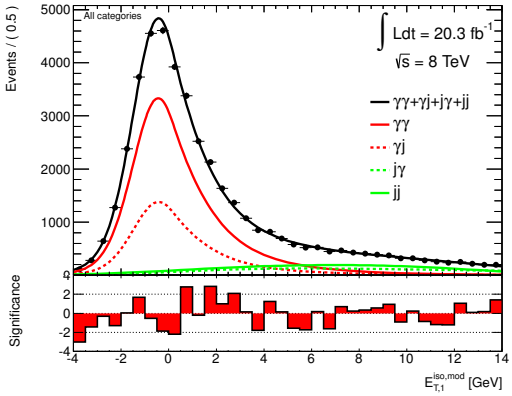


(e) Même bouchon

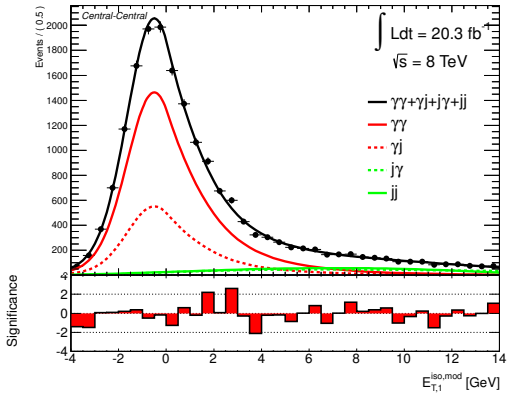


(f) Bouchons opposés

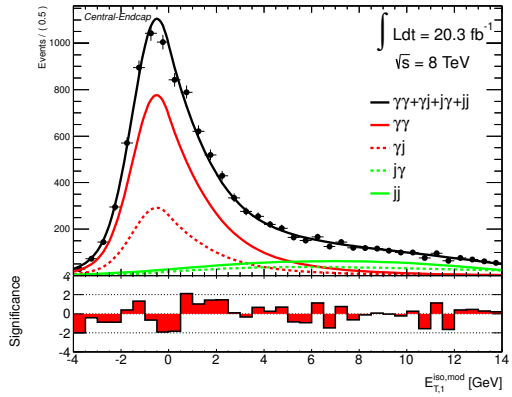
FIGURE A.7 – Extraction de l'isolation du photon de seconde plus haute impulsion transverse dans l'échantillon de signal. Les courbes sur la figure (a) sont obtenues en effectuant la somme des ajustements de chaque catégorie.



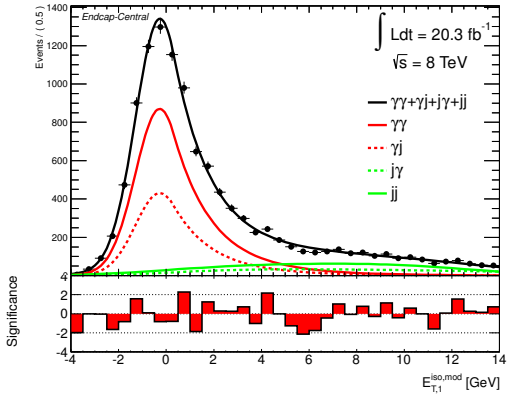
(a) Somme des catégories



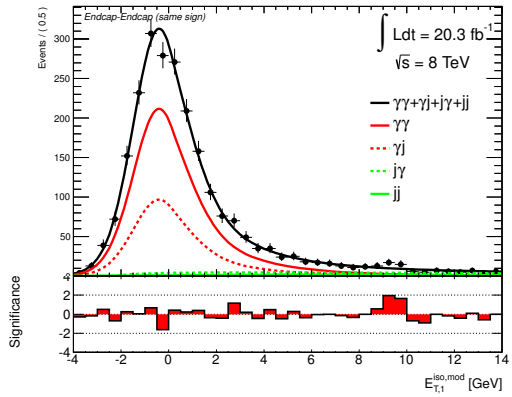
(b) Tonneau-Tonneau



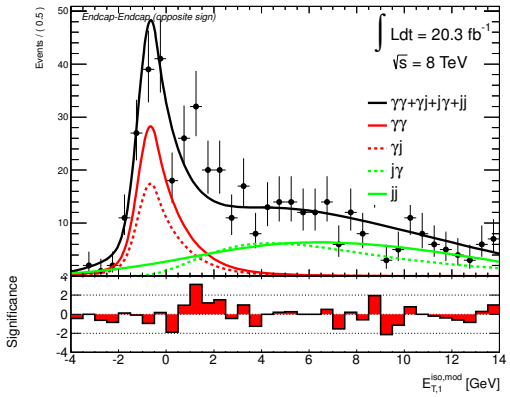
(c) Tonneau-Bouchon



(d) Bouchon-Tonneau

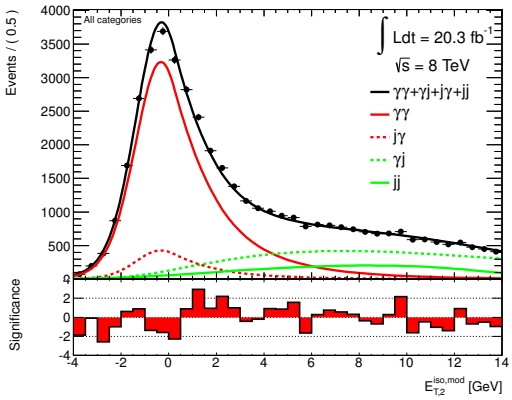


(e) Même bouchon

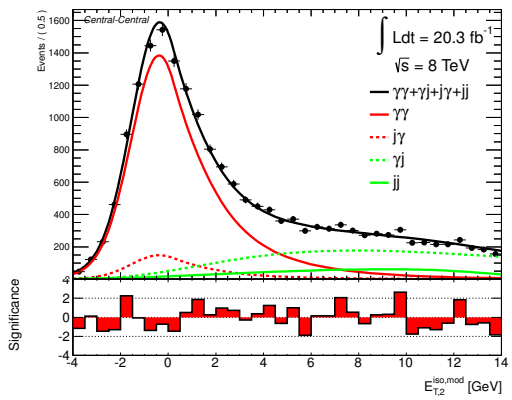


(f) Bouchons opposés

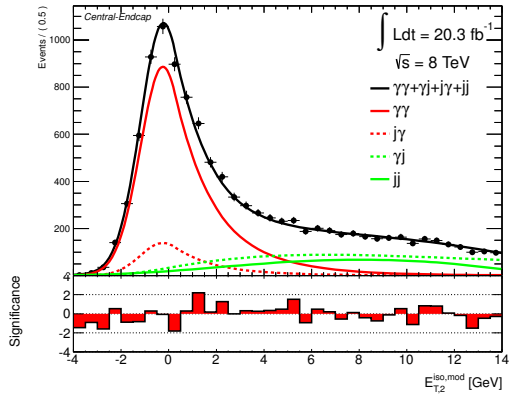
FIGURE A.8 – Projection de l'ajustement bidimensionnel en fonction de l'isolation du photon de plus haute impulsion transverse dans l'échantillon de signal. Les courbes sur la figure (a) sont obtenues en effectuant la somme des ajustements de chaque catégorie.



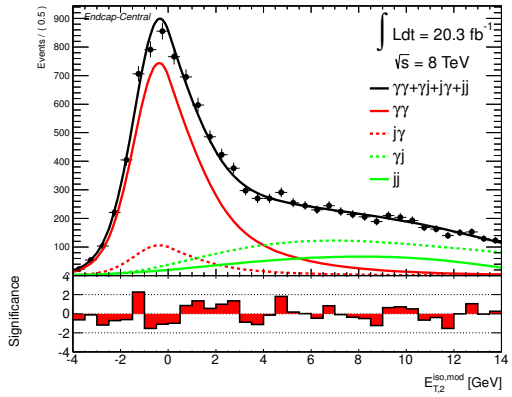
(a) Somme des catégories



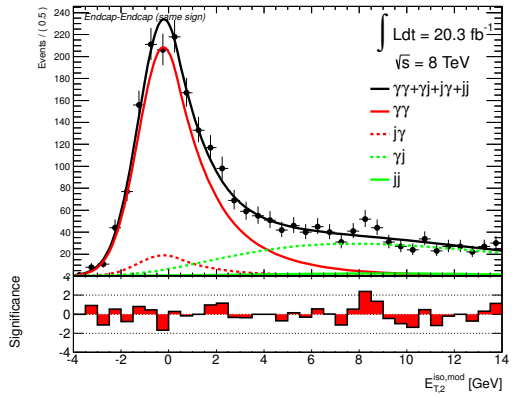
(b) Tonneau-Tonneau



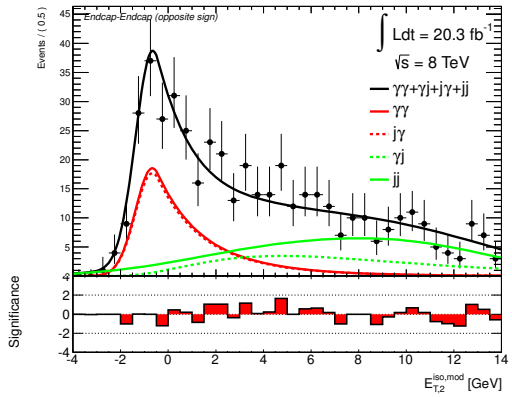
(c) Tonneau-Bouchon



(d) Bouchon-Tonneau



(e) Même bouchon



(f) Bouchons opposés

FIGURE A.9 – Projection de l'ajustement bidimensionnel en fonction de l'isolation du photon de seconde plus haute impulsion transverse dans l'échantillon de signal. Les courbes sur la figure (a) sont obtenues en effectuant la somme des ajustements de chaque catégorie.

B

Réinterprétation de l'expérience de comptage

Le résultat de l'expérience de comptage décrite dans le chapitre 7 est utilisé pour contraindre le paramètre η_G dans le contexte des modèles ADD. Cependant ce résultat peut être réinterprété dans un scénario alternatif. Pour cela, le nombre d'événements de signal attendus dans le scénario considéré doit être évalué. Ce calcul requiert une évaluation de l'acceptance du détecteur ATLAS pour le scénario considéré. L'acceptance géométrique peut être évaluée à l'aide de générateurs Monte-Carlo. L'efficacité de détecter un photon dans l'acceptance du détecteur est fournie dans la table B.1. Cette efficacité est fournie pour des photons d'impulsion transverse supérieure à 100 GeV dans quatre régions de $|\eta|$. Ceci permet de couvrir une large gamme d'événemtents avec une masse invariante diphoton supérieure à 1217 GeV. Les incertitudes sur l'efficacité est estimée avec une méthode commune sur toute la gamme d'impulsion transverse et de pseudorapidité. En conséquence, ces incertitudes sont très fortement corrélées. Elle doivent être traitées comme 100 % corrélées entre chaque intervalle et 100 % corrélées entre les deux photons de chaque événement.

E_T range [TeV]	0.1-0.2	0.2-0.3	0.3-0.4	0.4-0.5	0.5-0.6	0.6-0.7	0.7-0.8
$\|\eta^\gamma\| \in [0, 0.6]$	87.5±2.4	87.0±2.4	86.5±2.5	85.9±2.6	85.3±2.8	84.6±2.8	83.9±3.0
$\|\eta^\gamma\| \in [0.6, 1.37]$	86.2±2.9	85.5±2.9	84.8±2.8	84.3±2.8	83.8±2.8	83.4±2.8	83.1±2.7
$\|\eta^\gamma\| \in [1.52, 1.81]$	77.3±3.0	75.5±3.0	73.8±3.0	72.4±3.0	71.2±3.1	70.2±3.3	69.5±3.5
$\|\eta^\gamma\| \in [1.81, 2.37]$	75.5±3.1	75.2±3.2	74.8±3.3	74.3±3.4	73.7±3.5	72.9±3.5	71.9±3.6

E_T range [TeV]	0.8-0.9	0.9-1.0	1.0-1.1	1.1-1.2	1.2-1.3	>1.3
$\|\eta^\gamma\| \in [0, 0.6]$	83.1±3.2	82.3±3.4	81.4±3.5	80.5±3.8	79.5±4.1	78.5±4.4
$\|\eta^\gamma\| \in [0.6, 1.37]$	82.9±2.8	82.8±2.9	82.7±2.9	82.8±3.0	82.9±3.2	83.1±3.4
$\|\eta^\gamma\| \in [1.52, 1.81]$	69.0±3.8	68.6±4.1	68.5±4.4	68.6±4.8	69.0±5.3	69.5±5.8
$\|\eta\|^\gamma \in [1.81, 2.37]$	70.9±3.7	69.7±3.8	68.4±3.9	66.9±4.0	65.3±4.1	63.6±4.2

Table B.1 – Efficacité avec son incertitude absolue (en %) d'un photon de satisfaire les critères de sélection de l'analyse présentée dans le chapitre 7.

Remerciements

Je remercie Serge Kox de m'avoir accueilli au sein du Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie pendant ces trois années et d'avoir accepté de présider le jury de ma soutenance de thèse ainsi que David Charlton et Francesco Polci pour avoir accepté d'y participer.

Marc Besançon et Guillaume Unal ont accepté la lourde tâche de rapporteur. Merci à tous deux pour vos nombreux commentaires très pertinents. Au delà de son travail de rapporteur, je remercie Guillaume de m'avoir éclairé sur de nombreux sujets tels que le traitement de la qualité des données, ou les performances du détecteur ATLAS pour les photons de très haute énergie.

Je dois beaucoup à Fairouz Malek et Jan Stark, mes directeurs de thèse, et à leur supervision durant ces trois années passées à travailler ensemble. Merci Fairouz, pour ton soutien constant et notamment au cours de la première année qui eût un rôle crucial dans le déroulement de ma thèse. Ta relecture patiente et minutieuse a grandement contribué à améliorer ce document durant les derniers mois où je nous ai imposé un rythme effrené. Merci Jan, pour tout ce que tu m'as appris sur la physique en général mais aussi sur des sujets aussi variés que la typographie de la langue anglaise ! Je mesure la quantité astronomique de responsabilités scientifiques auxquelles tu fais face tous les jours et je te suis extrêmement reconnaissant pour le temps que tu m'as consacré au cours de ces deux dernières années.

Je tiens également à remercier Francesco Polci pour son aide précieuse et son encadrement idéal durant presque deux ans où nous avons travaillé ensemble.

Plus de trois mille physiciens composent la collaboration ATLAS, mais le travail d'un étudiant de thèse s'effectue au sein d'une équipe souvent beaucoup plus réduite. C'est pourquoi je tiens à remercier les membres passés et présents du groupe ATLAS de Grenoble qui ont rendu mon séjour au LPSC très agréable. Je remercie en particulier Benjamin Trocmé pour son aide précieuse dans la réalisation des études sur la qualité des données, Fabienne Ledroit pour ses nombreux conseils toujours très avisés, Jonathan Brown pour son aide sur l'analyse et pour avoir, avec Francesca Villa, brillamment repris le flambeau des petits-déjeuners du BIDUL*e* [1], Benoit Clément pour son enseignement de la programmation orientée objet et Marie-Hélène Genest pour les nombreuses discussions sur tout et n'importe quoi. *Non*, arroser les plantes avec de l'eau bouillante n'était pas une *si* mauvaise idée !

Je remercie également les membres des groupes de travail *egamma* et *lepton+X* de la collaboration ATLAS ainsi que les collaborateurs de l'analyse diphoton. Je tiens particulièrement à remercier Xabier Anduaga, John Parsons, Haleh Hadavand, Evan Wulf, Oliver Stelzer-Chilton, Wojtek Fedorko et Daniel Hayden pour leur aide et les nombreuses discussions sur l'analyse diphoton. Merci à Fabrice Hubaut, Marco Delmastro, Andrea Bocci, Narei Lorenzo Martinez et Marumi Kado pour leur aide et leurs conseils concernant la qualité des données et la détection des photons et des électrons en général.

Je remercie les membres du comité éditorial, Olivier Arnaez, Stefan Ask, Lydia Roos et Kerstin Tackmann d'avoir scruté avec attention l'analyse et pour leur aide dans la rédaction du

1. Le BIDUL est le Bureau Interne des Doctorants Unis du LPSC. Les doctorants ont magnanimement étendu l'expertise de leur bureau aux post-doctorants et aux stagiaires formant ainsi le BIDUL étendu ou BIDUL*e* (explication non contractuelle).

papier.

Je remercie le projet CIMENT pour les ressources informatiques fournies qui ont été cruciales dans l'obtention des résultats présentés dans le chapitre 3 et le chapitre 9. En particulier, je remercie Catherine Biscarat pour toute l'aide qu'elle m'a apportée dans l'utilisation de ces ressources et pour sa relecture complète de ce document.

Je remercie les membres passés et présents du BIDUL*e* qui ont rendu mon séjour au LPSC très agréable notamment au cours des pauses cafés et autres petits déjeuners. Je remercie mes parents qui m'ont soutenu et guidé tout au long de ces huit années d'étude. Finalement, je tiens à remercier les personnes qui m'ont apporté un soutien crucial cette dernière année. En particulier, Lilian, Narei, Satya et bien sûr Camille.

Je laisse les dernières lignes de ce document à Monsieur William B. Watterson II :

Résumé

Dans cette thèse, je présente mes travaux de recherche réalisés avec les données de collision proton-proton enregistrées par le détecteur ATLAS. Les événements étudiés possèdent un état final avec moins deux photons et une grande masse invariante du système diphoton. Le lot de données enregistré pendant l'année 2011 dans des collisions avec une énergie de 7 TeV dans le centre de masse proton-proton correspond à une luminosité intégrée d'environ $5\,\mathrm{fb}^{-1}$. Ces données ont été comparées aux prédictions du Modèle Standard de la Physique des Particules. En l'absence de différences significatives, des contraintes ont été imposées sur les paramètres de modèles prévoyant l'existence de dimensions supplémentaires. A titre d'exemple, le premier graviton de Kaluza-Klein du modèle de Randall-Sundrum a été contraint d'être plus massif que 2.23 TeV, améliorant d'environ 1 TeV la contrainte du Tevatron. Les résultats obtenus ont fait l'objet d'une publication de la part de la collaboration ATLAS. En 2012, le LHC a réalisé des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 8 TeV. En outre, la luminosité intégrée a été environ quatre fois supérieure qu'en 2011. Les résultats préliminaires obtenus avec ce lot de données sont présentés dans ce document. La revue interne de ces résultats au sein de la collaboration ATLAS est en cours en vue d'une publication en 2013.

La détection et la caractérisation des électrons et des photons reposent essentiellement sur le calorimètre à argon liquide du détecteur ATLAS. La procédure qui permet d'évaluer la qualité des mesures de ces particules a été mise en place au début de la prise de données. Ma contribution à son élaboration est décrite dans ce document.

Abstract

In this thesis, I describe my research based on proton-proton collision data collected by the ATLAS detector. The study uses events with at least two photons in the final state and a large invariant mass of the diphoton system. A dataset of proton-proton collisions at a center-of-mass energy of 7 TeV corresponding to an integrated luminosity of approximately $5\,\mathrm{fb}^{-1}$ has been recorded in 2011. This sample has been compared to the predictions of the Standard Model of Particle Physics. Given the good agreement of the data with these predictions, limits have been set on the parameters of models that postulate extra spatial dimensions. As an example, the lightest Kaluza-Klein graviton in the Randall-Sundrum model has been constrained to be more massive than 2.23 TeV, superseding the Tevatron limits by approximately 1 TeV. These results have been published by the ATLAS collaboration. In 2012, the LHC has delivered proton-proton collisions at a center-of-mass energy of 8 TeV. The corresponding integrated luminosity is four times larger than that of the 2011 dataset. Preliminary results based on this dataset are presented in this document. The ATLAS-internal review of these results is ongoing, and a publication is targeted for 2013.

The detection and the characterization of electrons and photons are mainly based on the liquid argon calorimeter of the ATLAS detector. A procedure to assess the quality of the measurements of these particles has been established at the beginning of the data taking. My contributions to its development are described in this document.