

Université Libre de Bruxelles  
Faculté des Sciences

Dissertation en vue de l'obtention du diplôme de  
Docteur de l'Université Libre de Bruxelles  
en Sciences Physiques

Directeur de thèse : Pr. Pascal Vanlaer

Recherche de nouvelle physique au LHC  
par l'étude du spectre de masse des paires  
de leptons à 7 TeV dans CMS

Vincent DERO



Bruxelles, le 12 décembre 2011

Ecole doctorale en Physique et Astrophysique PandA

Cette thèse a été réalisée avec le soutien financier de l'I.I.S.N., fonds associé au  
F.R.S./F.N.R.S.

Membres du Jury

Président : Pr. Barbara Clerbaux

Promoteur : Pr. Pascal Vanlaer

Secrétaire : Pr. Pierre Marage

Pr. Catherine De Clercq

Pr. Thomas Hambye

Dr. Sam Harper

Pr. Jean-Marc Sparenberg

*A mes parents*

*“La vie,  
c’est comme une bicyclette,  
il faut avancer pour ne pas perdre l’équilibre.”*

*A. Einstein*



*“Je peux vivre avec le doute,  
avec l’incertitude, sans savoir.*

*Je crois que c’est beaucoup plus intéressant  
de vivre sans savoir  
que d’avoir des réponses qui pourraient se révéler fausses.  
J’ai des réponses approximatives, des croyances possibles,  
et différents degrés de certitude à propos de différentes choses,  
mais je ne suis pas absolument sûr de quoi que ce soit,  
et il y a beaucoup de choses desquelles je ne connais rien,  
comme le fait de savoir si il y a un sens  
de nous demander pourquoi nous sommes là.”*

*R. Feynman*



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>11</b>
<b>2</b>	<b>Modèle Standard et nouvelle physique</b>	<b>15</b>
2.1	Le processus de Drell-Yan . . . . .	15
2.2	Résonances dans le canal $e^+e^-$ . . . . .	16
2.2.1	Les théories de grande unification . . . . .	17
2.2.2	Les modèles à dimensions spatiales supplémentaires . . . . .	18
2.3	Limites actuelles sur les différents modèles . . . . .	19
2.3.1	Les théories de grande unification . . . . .	19
2.3.2	Les modèles à dimensions spatiales supplémentaires . . . . .	20
2.4	Modèle à dimensions supplémentaires avec asymétrie de charge dans le canal $e\mu$ . . . . .	21
<b>3</b>	<b>Le Grand Collisionneur de Hadrons</b>	<b>27</b>
3.1	Généralités . . . . .	28
3.2	Performances et caractéristiques . . . . .	29
3.3	Processus importants . . . . .	30
<b>4</b>	<b>Le détecteur CMS</b>	<b>35</b>
4.1	Présentation générale . . . . .	35
4.2	Le système de coordonnées . . . . .	36
4.3	Le détecteur de traces . . . . .	37
4.3.1	Le sous-détecteur à pixels . . . . .	37
4.3.2	Le sous-détecteur à pistes au silicium . . . . .	38
4.4	Le calorimètre électromagnétique . . . . .	39
4.4.1	Le tonneau . . . . .	39
4.4.2	Les bouchons . . . . .	40
4.4.3	Performances . . . . .	41
4.5	Le calorimètre hadronique . . . . .	41
4.5.1	Le tonneau . . . . .	42
4.5.2	Les bouchons . . . . .	42
4.6	L'aimant solénoïdal . . . . .	42

4.7	Les chambres à muons . . . . .	43
4.7.1	Les chambres à dérive . . . . .	43
4.7.2	Les chambres à bandes de cathodes . . . . .	43
4.7.3	Les chambres à plaques résistives . . . . .	44
<b>5</b>	<b>Reconstruction et sélection des électrons (2010)</b>	<b>47</b>
5.1	Variables caractéristiques des électrons . . . . .	48
5.2	Les critères de la sélection HEEP . . . . .	52
5.3	Echantillons utilisés . . . . .	54
5.3.1	Echantillons de données (2010) . . . . .	54
5.3.2	Simulations utilisées . . . . .	54
5.4	Distributions des variables de sélection . . . . .	55
5.4.1	Electrons dans le tonneau . . . . .	58
5.4.2	Electrons dans les bouchons . . . . .	63
5.5	Conclusions . . . . .	64
<b>6</b>	<b>Recherche de résonances dans le canal <math>ee</math> (2010)</b>	<b>67</b>
6.1	Stratégie d'analyse . . . . .	67
6.2	Echantillons utilisés . . . . .	69
6.3	Sélection des événements . . . . .	69
6.4	Systèmes de déclenchement utilisés . . . . .	69
6.5	Efficacités de reconstruction et de sélection . . . . .	70
6.5.1	La méthode <i>tags</i> et <i>probes</i> au pic du $Z$ . . . . .	70
6.5.2	Efficacités de reconstruction . . . . .	71
6.5.3	Efficacités de sélection . . . . .	71
6.6	Estimation des bruits de fond . . . . .	74
6.6.1	Les bruits de fond avec jets . . . . .	74
6.6.2	Les bruits de fond dileptoniques . . . . .	76
6.7	Mesure du spectre de masse des paires électron-positron . . . . .	77
6.7.1	Prédiction théorique pour le processus de Drell-Yan . . . . .	77
6.7.2	Mesure du spectre de masse dans la région du pic du $Z$ . . . . .	78
6.7.3	Mesure du spectre de masse dans la région de contrôle . . . . .	81
6.8	Limites d'exclusion . . . . .	82
6.8.1	Incertitudes systématiques . . . . .	83
6.9	Résultats sur les limites d'exclusion . . . . .	84
6.10	Conclusions . . . . .	86
<b>7</b>	<b>Méthode <math>e\mu</math> à 7 TeV en 2010</b>	<b>89</b>
7.1	Echantillons . . . . .	90
7.2	Sélection des leptons . . . . .	90
7.2.1	Electrons . . . . .	90
7.2.2	Muons . . . . .	90
7.3	Sélection des événements . . . . .	91



7.4	Validation de la simulation . . . . .	91
7.4.1	Electrons . . . . .	91
7.4.2	Muons . . . . .	98
7.4.3	Variables relatives à l'événement . . . . .	101
7.5	Corrections des simulations . . . . .	101
7.6	Estimation des bruits de fond dans l'échantillon $e\mu$ . . . . .	102
7.7	Résultats de la méthode . . . . .	104
7.8	Conclusions . . . . .	106
<b>8</b>	<b>Recherche de résonances dans le canal <math>e\mu</math> (2011)</b>	<b>109</b>
8.1	Sélection des leptons . . . . .	109
8.1.1	Electrons . . . . .	109
8.1.2	Muons . . . . .	110
8.2	Sélection des événements . . . . .	110
8.3	Echantillons utilisés . . . . .	111
8.3.1	Données . . . . .	111
8.3.2	Simulation des processus du Modèle Standard . . . . .	111
8.3.3	Simulation du signal . . . . .	113
8.4	Validation de la simulation . . . . .	113
8.4.1	Validation pour les électrons . . . . .	113
8.4.2	Validation pour les muons . . . . .	116
8.5	Contrôle du bruit de fond multijet . . . . .	118
8.6	Les charges . . . . .	119
8.7	Calcul de la résolution en masse d'un résonance $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^-\mu^+$ . . . . .	120
8.8	Ajustement du taux de bruit de fond dû aux processus du Modèle Standard	123
8.9	Calcul du facteur d'acceptance fois efficacité associé à la reconstruction d'un résonance $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^-\mu^+$ . . . . .	125
8.10	Limites . . . . .	126
8.10.1	Limites supérieures sur le processus $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^-\mu^+$ . . . . .	126
8.10.2	Limites supérieures pour un modèle généraliste . . . . .	129
8.11	Conclusions . . . . .	130
<b>9</b>	<b>Conclusions</b>	<b>133</b>
	<b>Remerciements</b>	<b>141</b>



# Chapitre 1

## Introduction

Le Modèle Standard de la physique des particules élémentaires décrit les particules élémentaires et leurs interactions. Ces interactions peuvent être considérées comme la manifestation de quatre forces fondamentales : la gravité, l'électromagnétisme, la force faible et la force forte. Trois de ces forces sont décrites par le Modèle Standard (l'électromagnétisme, la force faible et la force forte). La volonté de décrire les quatre forces fondamentales en une seule et même théorie, ainsi que des insuffisances du Modèle Standard, ont mené les physiciens à élaborer de nouvelles approches théoriques, appelées théories de nouvelle physique ou théories au-delà du Modèle Standard (théories BSM, pour *Beyond the Standard Model*). Plusieurs de ces théories prédisent l'existence de nouveaux bosons massifs, pouvant se désintégrer en une paire de leptons chargés. L'objet de cette thèse est la recherche de tels bosons massifs se désintégrant en une paire  $ee$  ou  $e\mu$  dans le détecteur CMS, en utilisant les données prises au LHC en 2010 et en 2011 avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV.

A priori, les canaux dileptoniques sont appropriés pour rechercher des signaux de nouvelle physique dans la phase de démarrage d'un collisionneur hadronique. En effet, la réponse des détecteurs pour les leptons est en général bien comprise, tout au moins jusqu'aux énergies accessibles en faisceaux-tests ( $\sim 200$  GeV). Pour les détecteurs à muons, les rayons cosmiques permettent de tester la reconstruction des muons à plus haute énergie. Dans le cas des électrons, il faut essentiellement attendre la production de bosons  $Z$  pour commencer à explorer des énergies plus élevées. Il est alors important de vérifier que la réponse du détecteur, décrite par les simulations détaillées de celui-ci, est conforme aux attentes. Ceci constitue une partie de ma thèse.

Le bruit de fond multijet peut, en principe, être réduit à un niveau pratiquement négligeable par des critères d'identification et d'isolement des leptons. Cependant, j'ai mis en évidence au cours de ma thèse, au moyen de simulations par Monte Carlo, que le processus  $t\bar{t}$  contribuait de façon significative au bruit de fond pour les paires de leptons de même saveur, juste après le processus de Drell-Yan par ordre d'importance. Je me suis alors consacré à l'étude de ce bruit de fond et à la vérification des prédictions des simulations à partir des données.

J'ai mis en place une méthode originale de mesure du bruit de fond dileptonique, incluant le  $t\bar{t}$ , en exploitant le taux d'embranchement des processus dileptoniques en paires  $e\mu$ , deux fois plus important que le taux d'embranchement en paires de leptons de même saveur. Cette méthode, appelée la méthode  $e\mu$ , a permis de vérifier avec précision la prédiction des générateurs pour la simulation des processus dileptoniques.

Enfin, cette expertise m'a permis de rechercher une résonance dans le spectre des paires  $e\mu$  et de mettre des limites sur un modèle particulier à dimensions supplémentaires prédisant la coexistence de nouveaux bosons massifs dont certains se désintègrent sans conserver les nombres leptoniques.

Le texte de ma thèse est structuré comme suit :

Le processus de Drell-Yan  $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z \rightarrow l^+l^-$ , présenté au chapitre 2, caractérisé par la présence d'une paire de leptons chargés dans l'état final, constitue le bruit de fond irréductible pour la recherche de résonances massives se désintégrant en une paire de leptons de même saveur. Etant bien connu à basse masse invariante, il sert de référence pour l'analyse dans le canal  $ee$ . Un aperçu de différentes théories prédisant de nouvelles résonances massives se désintégrant en une paire de leptons de même saveur est aussi donné dans ce chapitre. De plus, un modèle de résonance se désintégrant en une paire  $e\mu$  est aussi discuté. Les limites les plus récentes sur ces différents modèles sont enfin présentées; lesquelles limites provenant du Tevatron, collisionneur possédant une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV.

Le LHC (Large Hadron Collider), présenté au chapitre 3, est un collisionneur hadronique situé au CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire). Le LHC produit des collisions proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV depuis mars 2010. La luminosité intégrée enregistrée dans le détecteur CMS à la fin de cette thèse, en début octobre 2011, est de  $3.35 \text{ fb}^{-1}$ . C'est le collisionneur doté de la plus grande énergie dans le centre de masse et de la plus grande intensité des faisceaux jamais construit. Ces deux atouts majeurs lui permettent de pouvoir rechercher des processus physiques très rares associés à des énergies encore jamais atteintes.

L'expérience CMS (Compact Muon Solenoid), présentée au chapitre 4, est un détecteur généraliste pour de nombreuses études de physique. Faisant partie du LHC, CMS va fournir un outil très précieux pour tester la physique à l'échelle du TeV. Il possède des caractéristiques qui en font un excellent détecteur pour la reconstruction et la mesure des leptons. En effet, son détecteur de traces, son calorimètre électromagnétique ainsi que ses chambres à muons possèdent de remarquables performances pour la reconstruction et la mesure des électrons et des muons dans une gamme étendue d'impulsions transverses.

La reconstruction des électrons de grande impulsion transverse dans l'expérience CMS est étudiée en détail à travers l'analyse d'une série de distributions de contrôle au chapitre 5. De plus, les échantillons de données et les échantillons simulés, les variables de sélection ainsi que les critères de sélection utilisés pour l'analyse des données en 2010 sont aussi décrits dans ce même chapitre.

Au chapitre 6, la stratégie HEEP est tout d'abord exposée brièvement. Celle-ci décrit l'enchaînement des différentes analyses à mener en vue de rechercher une résonance mas-

sive se désintégrant en une paire électron-positron au LHC. Le détail de cette recherche est présenté dans ce chapitre, en utilisant les données prises au LHC en 2010 à 7 TeV, correspondant à une luminosité de  $35 \text{ pb}^{-1}$ . La mesure sur les données de l'efficacité de sélection des électrons est présentée, ainsi que la mesure sur les données des taux de bruit de fond jets et le calcul des facteurs de correction d'énergie pour les électrons. Des limites sont finalement posées sur les sections efficaces des processus de nouvelle physique.

La méthode  $e\mu$ , méthode originale qui consiste à mesurer le bruit de fond dileptonique dans le canal  $e\mu$ , en vue de déterminer le taux de bruit de fond dileptonique pour l'analyse du canal  $ee$ , est présentée au chapitre 7. L'intérêt de cette méthode est de profiter du faible taux de bruit de fond dans le canal  $e\mu$ , et d'une statistique deux fois plus importante dans cet échantillon que dans l'échantillon di-électron. L'étude a été menée avec les données prises au LHC en 2010, correspondant à une luminosité de  $35 \text{ pb}^{-1}$ ; cette étude soutient l'analyse décrite au chapitre 6.

Le spectre de masse invariante des paires  $e\mu$  des données a été analysé et comparé aux simulations Monte Carlo. Les distributions des variables de sélection des leptons et des caractéristiques cinématiques des événements sont aussi comparées. L'absence d'échantillon simulé pour le processus multijet a conduit en outre à la mise en place d'une méthode d'estimation pour ce bruit de fond à partir des données. Finalement, après avoir corrigé les simulations pour des effets d'efficacité de reconstruction et de sélection des leptons, et pour le bruit de fond multijet, un bon accord est trouvé entre les données et les simulations pour le nombre de paires  $e\mu$ , validant les simulations.

Enfin, le chapitre 8 décrit la recherche d'une résonance massive se désintégrant en une paire  $e\mu$ , en utilisant les données prises jusque début octobre 2011 au LHC à 7 TeV, correspondant à une luminosité de  $3.35 \text{ fb}^{-1}$ . Cette analyse utilise les méthodes et l'expérience de la précédente étude faite en 2010, présentée au chapitre 7, pour placer des limites d'exclusion sur le spectre  $e\mu$  à haute masse invariante.

Les échantillons de données, les échantillons simulés et les critères de sélection des leptons sont tout d'abord présentés. Le spectre de masse des paires  $e\mu$  est alors analysé et comparé aux simulations. Une estimation du bruit de fond multijet est aussi proposée. Ensuite, les outils permettant la mise en place de limites d'exclusion pour des résonances massives se désintégrant en une paire  $e\mu$  sont présentés. Tout d'abord, l'évaluation de la largeur instrumentale de la résonance massive dans CMS; ensuite, la mesure de l'acceptance fois l'efficacité de reconstruction et de sélection pour des événements simulés de la résonance massive; et enfin, l'estimation du taux de bruit de fond à haute masse invariante sont présentés dans ce chapitre. Des limites d'exclusion sont finalement posées sur la section efficace de production de telles résonances.



## Chapitre 2

# Modèle Standard et nouvelle physique

“La théorie, c’est quand on sait tout et que rien ne fonctionne. La pratique, c’est quand tout fonctionne et que personne ne sait pourquoi. Ici, nous avons réuni théorie et pratique : Rien ne fonctionne... et personne ne sait pourquoi.”

Anonyme

### 2.1 Le processus de Drell-Yan

Le processus de Drell-Yan résulte de l’annihilation d’une paire quark anti-quark en un boson virtuel neutre ( $\gamma$ ,  $Z$ , ou interférence  $\gamma/Z$ ) se désintégrant en deux leptons ( $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z \rightarrow l^+l^-$ , voir figure 2.1). Décrit par le Modèle Standard de la physique des particules, on peut écrire la section efficace différentielle avec échange de photon [1, 2] :

$$\frac{d\sigma(q\bar{q} \rightarrow \gamma \rightarrow l^+l^-)}{d\cos\theta dQ^2} = \frac{\pi\alpha^2 e_q^2}{2Q^2 3}(1 + \cos^2\theta) \quad (2.1)$$

où  $\sqrt{(Q^2)}$  est la masse invariante de la paire de leptons ;  $e_q$  et  $e_l$  sont respectivement les charges électriques des quarks et des leptons ;  $\alpha^2 = e_l^4/16\pi^2$  est la constante de structure fine et  $\theta$  est l’angle polaire d’émission du lepton chargé négativement, dans le référentiel au repos de la paire  $l^+l^-$ .

La section efficace différentielle avec échange d’un boson  $Z$  s’écrit, quant à elle :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma(q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow l^+l^-)}{d\cos\theta dQ^2} &= \frac{e_l^4}{\sin^4\theta_w \cos^4\theta_w} \frac{Q^2}{512\pi[(Q^2 - M_Z^2)^2 + Q^4\Gamma_Z^2/M_Z^2]} \\ &\times \left[ [(c_V^q)^2 + (c_A^q)^2][(c_V^l)^2 + (c_A^l)^2][1 + \cos^2\theta] - 8c_V^q c_A^q c_V^l c_A^l \cos\theta \right] \quad (2.2) \end{aligned}$$

où  $c_V$  et  $c_A$  sont les couplages vectoriels et axial-vecteur des quarks et des leptons ;  $M_Z$  et  $\Gamma_Z$  sont la masse et la largeur du boson  $Z$  et  $\theta_w$  est l'angle de mélange faible.

Le terme d'interférence entre le boson  $Z$  et le photon, quant à lui, donne la contribution suivante :

$$\frac{d\sigma(q\bar{q} \rightarrow \text{interf. } \gamma/Z \rightarrow l^+l^-)}{d\cos\theta dQ^2} = \frac{e_q e_l^3}{192 Q^4 (Q^2 - M_Z^2)} \frac{1}{\sin^2\theta_w \cos^2\theta_w} \times \left[ \frac{c_V^q c_V^l Q^4}{2} (1 + \cos^2\theta) + c_A^q c_A^l Q^4 \cos\theta \right] \quad (2.3)$$

Finalement, la section efficace totale du processus de Drell-Yan dans un collisionneur hadronique, pour un  $Q^2$  donné, vaut :

$$\frac{d\sigma(p\bar{p} \rightarrow \gamma/Z \rightarrow l^+l^-)}{dQ^2} = \sum_q \int dx_1 \int dx_2 f_q(x_1) f_{\bar{q}}(x_2) \times \int d\theta \frac{d\sigma(q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z \rightarrow l^+l^-)}{d\cos\theta dQ^2} \delta(1 - x_1 x_2 \frac{s}{Q^2}) \quad (2.4)$$

où  $f_q(x_1)$  ( $f_{\bar{q}}(x_2)$ ) décrivent la probabilité de trouver un quark (respectivement anti-quark) emportant une fraction  $x_1$  ( $x_2$ ) du proton et  $\sqrt{s}$  est l'énergie dans le centre de masse  $pp$  du collisionneur. Les fonctions  $f_{q,\bar{q}}$  sont des fonctions empiriques ajustées sur des données [3, 4]. Les fonctions  $f_{q,\bar{q}}$  sont évaluées dans un référentiel particulier, le référentiel de Breit, dans lequel  $p' = -p$ , où  $p'$  est l'impulsion du proton sortant et  $p$  est l'impulsion du proton entrant (electron-proton scattering [3]). Dans ce référentiel, les facteurs de forme du proton ont des propriétés liées à la charge et au moment magnétique du proton.

Ces fonctions  $f_{q,\bar{q}}$ , appelées communément PDF, sont de grande importance pour la cinématique des processus étudiés. En effet ces fonctions déterminent les impulsions longitudinales des partons, qui influenceront les distributions angulaires des leptons créés.

Au Tevatron de Fermilab, collisionneur proton-antiproton disposant d'une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV situé à Chicago, le processus de Drell-Yan a été testé jusqu'à une masse invariante de la paire de leptons d'environ 1 TeV<sup>1</sup> ; et les données ne présentent pas d'écart significatif par rapport au Modèle Standard. La plus grande masse invariante observée de la paire de leptons est de 882 GeV [5]. Les conséquences de ces mesures pour les différents modèles BSM (Beyond the Standard Model - modèles au-delà du Modèle Standard) sont détaillées aux paragraphes suivants.

## 2.2 Résonances dans le canal $e^+e^-$

Malgré ses succès, le Modèle Standard de la physique des particules élémentaires est généralement considéré comme la réalisation effective (de basse énergie) d'une théorie plus

<sup>1</sup>Dans ce travail, nous considérons le système d'unités naturelles  $\hbar = c = k_B = 1$



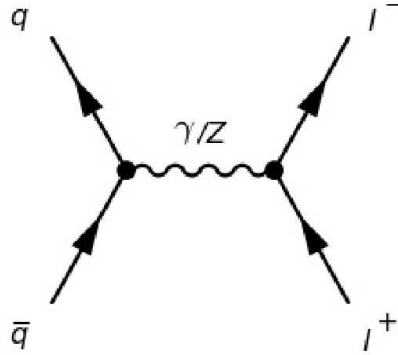


FIG. 2.1 – Représentation en diagramme de Feynman du processus de Drell-Yan à l'ordre le plus bas.

fondamentale. En effet, il n'inclut pas la force gravitationnelle et ne permet pas l'unification des forces fondamentales à haute énergie (qui constitue le paradigme actuel). En particulier il ne rend pas compte de la différence d'échelle énorme entre l'interaction gravitationnelle (la masse de Planck  $M_{Pl} = \sim 10^{16}$  TeV) et l'échelle de brisure de symétrie électrofaible ( $M_{EW} = \sim 1$  TeV) ; ce problème est dit problème de la "hiérarchie".

De nombreux modèles (appelés modèles de nouvelle physique) ont été proposés pour résoudre notamment ces problèmes : théories de grande unification (Grand Unified Theory), hypothèse d'une symétrie supplémentaire entre bosons et fermions (super-symétrie), existence de dimensions spatiales supplémentaires. Plusieurs de ces modèles prédisent l'existence de nouvelles particules massives (masse supérieure à 1 TeV), pouvant se désintégrer notamment en une paire électron-positron. Dans un collisionneur, la présence de ces nouvelles particules pourrait être détectée soit directement sous la forme d'un (ou plusieurs) pic(s) dans la distribution de masse invariante des paires électron-positron, soit indirectement, suite à des effets d'interférence, sous la forme d'une distorsion de ce spectre tel qu'il est prédit par le Modèle Standard (c'est-à-dire le processus de Drell-Yan). Les modèles qui nous intéresseront, dans le cadre de cette thèse, sont les théories de grande unification et celles où sont introduites des dimensions spatiales supplémentaires.

### 2.2.1 Les théories de grande unification

Les théories de grande unification font appel à une symétrie de jauge plus générale que celle du Modèle Standard ( $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)$ ). Cette symétrie de jauge se brise à l'échelle d'énergie électro-faible pour donner le Modèle Standard. Ces théories prédisent l'existence de nouveaux bosons de jauge neutres  $Z'$ . Ces bosons de jauge sont massifs ( $M_{Z'} > 1$  TeV) et couplent en général à tous les fermions du Modèle Standard. La valeur de leur couplage avec les particules du Modèle Standard sont les paramètres les plus sensibles

de ces modèles.

Un boson de jauge  $Z'$  neutre apparaît dans de nombreux modèles contenant la symétrie de jauge du Modèle Standard ainsi qu'une symétrie supplémentaire  $U(1)$  [6]. Les modèles de grande unification, comme  $SO(10)$  ou  $E_6$ , plus grands que le modèle  $SU(5)$ , se brisent comme ceci pour donner le Modèle Standard :  $E_6 \rightarrow SO(10) \times U(1)_\psi$ , qui, à son tour, se brise en  $SO(10) \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi \rightarrow MS \times U(1)_\chi$  [7, 6]. Les bosons de jauge  $Z'$  restant, à l'échelle électrofaible, peuvent alors être écrits comme la combinaison linéaire suivante, en négligeant le mélange cinétique avec le groupe hypercharge  $U(1)_Y$  [7] :

$$Z' = \cos \beta Z_\chi + \sin \beta Z_\psi \quad (2.5)$$

Les principaux modèles et leur  $Z'$  correspondant sont alors obtenus en faisant varier le paramètre  $\beta$  :  $Z'_\chi$  ( $\beta = 0^\circ$ ),  $Z'_\psi$  ( $\beta = 90^\circ$ ),  $Z'_\eta$  ( $\beta \approx -52.2^\circ$ ) et  $Z'_N$  ( $\beta \approx 75.5^\circ$ ) [7].

Le  $Z'_{SSM}$ , quant à lui, est un modèle servant uniquement de référence pour l'étude du potentiel de découverte de résonances  $Z'$ . Les couplages du  $Z'_{SSM}$  aux fermions sont les mêmes que les couplages d'un boson  $Z$  du Modèle Standard.

Auprès d'un collisionneur de hadrons, on peut observer l'existence d'un boson neutre  $Z'$  via ce processus :  $q\bar{q} \rightarrow Z' \rightarrow l^+l^-$ . L'état final est, dans ce canal, identique à celui du processus de Drell-Yan.

### 2.2.2 Les modèles à dimensions spatiales supplémentaires

Pour résoudre les problèmes du Modèle Standard, et surtout celui de la hiérarchie, une perspective très discutée est aussi de considérer des dimensions spatiales supplémentaires [8]. De nombreux modèles ont été mis au point dans le cadre de cette hypothèse, comme les modèles ADD [9] ou les modèles de Randall-Sundrum [10]. Ces modèles, prédisant l'existence de signatures visibles dans les collisionneurs dès l'échelle du TeV, aident à résoudre le problème de la hiérarchie et dans certains cas d'autres problèmes théoriques.

Le principe de ces modèles est de considérer un espace à  $4 + n$  dimensions, appelé *bulk*, limité par une membrane à 4 dimensions (l'espace-temps de la relativité restreinte à 4 dimensions) dans laquelle interagissent les particules de Modèle Standard. Les  $n$  dimensions supplémentaires sont formées de dimensions spatiales compactes, c'est-à-dire finies, dont la topologie varie selon les modèles. La gravité, contrairement aux autres forces, s'exerce dans le *bulk* de  $4 + n$  dimensions, et se trouve ainsi "diluée", permettant de résoudre le problème de la hiérarchie. En effet, dans les modèles ADD [9],  $M_\star$ , la masse de Planck dans le bulk à  $4 + n$  dimension, est liée à la masse de Planck mesurée en 4 dimension par la relation :

$$M_{Pl}^2 = V_n M_\star^2 \quad (2.6)$$

où  $V_n$  est le volume de l'espace compact à  $n$  dimensions. Prenant en compte les contraintes expérimentales (venant d'une part des mesures de précision de la gravité à petite distance [11] et d'autre part de contraintes cosmologiques [12]),  $M_\star$  peut ainsi être amenée à quelques TeV, éliminant le problème de la hiérarchie. Le modèle de Randall-Sundrum, supposant une topologie plus élaborée du *bulk* que le modèle ADD [9], permet, au

moyen d'une petite (moins de quelques microns) dimension supplémentaire, de rendre  $M_*$  de l'ordre de quelques TeV. Au près d'un collisionneur, la signature du modèle de Randall-Sundrum se retrouve sous la forme d'une 'tour de Kaluza-Klein', phénomène caractérisé par l'apparition d'une (plusieurs) résonance(s) dans le spectre de masse invariante des paires lepton-antilepton, ou une distorsion de celui-ci. Ces tours proviennent de la projection du graviton du *bulk* à  $4 + n$  dimensions dans la membrane à 4 dimensions.

Au près d'un collisionneur de hadrons, deux processus faisant interagir des gravitons entrent en jeu :  $q\bar{q} \rightarrow G \rightarrow l^+l^-$  et  $gg \rightarrow G \rightarrow l^+l^-$ . Au LHC, l'interaction faisant intervenir une fusion de gluons ( $gg \rightarrow G \rightarrow l^+l^-$ ) sera privilégiée de par les caractéristiques des Fonctions de Distributions de Partons [3] et de la cinématique des collisions. En effet, dans un collisionneur, les fractions d'impulsion des partons initiaux est déterminée par la relation :

$$M_G = \sqrt{(x_1 x_2 s)} \quad (2.7)$$

où  $M_G$  représente la masse du graviton,  $x_1$  et  $x_2$  les fractions d'impulsion des deux partons et  $\sqrt{s}$  représente l'énergie dans le centre de masse du collisionneur.

## 2.3 Limites actuelles sur les différents modèles

### 2.3.1 Les théories de grande unification

La table 2.1 reprend les meilleures limites sur les modèles de grande unification déterminées par CDF (une des expériences du collisionneur  $p\bar{p}$  Tevatron) avec  $4.6 \text{ fb}^{-1}$  de données prises jusqu'en mai 2010 [5]. Ces limites contraignent avec un niveau de confiance de 95% la masse de la résonance  $Z'$  pour plusieurs modèles de grande unification.

Modèle	Limite inférieure sur la masse (en GeV)
$Z'_N$	900
$Z'_\psi$	917
$Z'_\chi$	930
$Z'_\eta$	938
$Z'_{SSM}$	1071

TAB. 2.1 – Limites déterminées par CDF avec un niveau de confiance de 95% pour la masse de la résonance  $Z'$  dans plusieurs modèles, utilisant  $4.6 \text{ fb}^{-1}$  de données en 2010 [5].

On observe que la valeur des limites inférieures posées sur la masse dépend du modèle considéré, au travers des différents couplages aux particules du Modèle Standard de la résonance  $Z'$  (voir section 2.2.1). On observe que le modèle  $Z'_{SSM}$ , qui possède les couplages les plus favorables, est exclu pour des masses invariantes plus élevées que les autres modèles.

### 2.3.2 Les modèles à dimensions spatiales supplémentaires

La table 2.2 reprend les meilleures limites déterminées par CDF avec  $5.7 \text{ fb}^{-1}$  de données du Run II prises jusqu'en avril 2011, en combinant les canaux  $ee + \mu\mu + \gamma\gamma$  [13]. Ces limites contraignent avec un niveau de confiance de 95% la masse des gravitons de Randall-Sundrum pour différentes valeurs de la constante de couplage  $k/M_{Pl}$ .

$k/M_{Pl}$	Limite inférieure sur la masse (en GeV)
0.1	1111
0.07	1046
0.05	984
0.025	865
0.01	642

TAB. 2.2 – Limites déterminées par CDF avec un niveau de confiance de 95% pour la masse des gravitons de Randal-Sundrum pour différentes valeurs de la constante de couplage  $k/M_{Pl}$ , utilisant  $5.7 \text{ fb}^{-1}$  de données du Run II prises en 2011, en combinant les canaux  $ee + \mu\mu + \gamma\gamma$  [13].

## 2.4 Modèle à dimensions supplémentaires avec asymétrie de charge dans le canal $e\mu$

Un modèle à dimensions supplémentaires muni d'une topologie différente, constituée d'une membrane à 4 dimensions (où interagissent les particules du Modèle Standard) et de 2 dimensions spatiales supplémentaires compactes, formant un vortex à symétrie sphérique, peut aussi être considéré [14].

Dans ce modèle, la membrane constituant le Modèle Standard se trouve à  $r = 0$ , plongée dans le vortex sphérique de coordonnées  $r - \phi$  et de dimension  $R$ . On peut montrer que la compactification de ce vortex sphérique sur la membrane du Modèle Standard transforme, sous certaines conditions, un fermion vecteur en 4+2 dimensions en trois modes zéros en 4 dimensions, correspondant aux trois familles de leptons observées dans le Modèle Standard. De plus, les trois familles de leptons ainsi constituées en 4 dimensions ont une matrice de mélange diagonale et le modèle permet de construire une hiérarchie forte dans les masses des leptons chargés, ce qui est en accord avec les observations du Modèle Standard [14]. Des études plus récentes ont permis de prédire aussi une hiérarchie inversée pour la masse des neutrinos et un grand mélange de ceux-ci, ce qui est compatible avec les plus récentes observations [15].

Dans le cas de bosons non-localisés dans le vortex à 4+2 dimensions, la compactification de ceux-ci donne lieu à des tours de Kaluza-Klein dans la membrane à 4 dimensions. La première excitation de ces modes K-K comporte un  $Z'$  ayant des couplages semblables à ceux du  $Z$ , ainsi que des excitations angulaires en la coordonnée  $\phi$ , de même masses, notées  $Z'_1$ , qui assurent un couplage entre les différentes familles de leptons en 4 dimensions. Ce modèle prédit ainsi l'existence de particules neutres massives de spin entier  $\gamma'_1$  et  $Z'_1$  pouvant se désintégrer en une paire  $e^+\mu^-$  ou une paire  $e^-\mu^+$ . Dans ce cas particulier, le couplage des excitations angulaires des bosons de jauge aux leptons est donné par  $g = g_{EW} \kappa$ , où  $g_{EW}$  représente les couplages du Modèle Standard et  $\kappa$  représente l'intégrale du recouvrement dans les dimensions supplémentaires des fonctions d'onde des champs correspondant à l'électron, au muon et au  $Z'_1$ . La valeur de  $\kappa$  est restreinte, en raison des contraintes actuelles provenant de l'étude expérimentale de la désintégration des kaons  $K_L^0$  [16], selon cette relation [14] :

$$\kappa \leq \frac{M_{Z'_1}}{100 \text{ TeV}} \quad (2.8)$$

où  $M_{Z'_1}$  représente la masse de la résonance  $Z'_1$ .

D'autre part, le calcul de la largeur de la résonance  $Z'_1$  conduit à cette égalité [14] :

$$\Gamma(Z'_1) \cong \kappa^2 \frac{M_{Z'_1}}{M_Z} \times 1.8 \text{ GeV} \quad (2.9)$$

De façon semblable, la largeur du  $\gamma'_1$  est donnée par [14] :

$$\Gamma(\gamma'_1) \cong \kappa^2 \frac{M_{\gamma'_1}}{M_Z} \times 1.3 \text{ GeV} \quad (2.10)$$

Ainsi, pour  $M_{Z'_1} = 1$  TeV et pour une valeur limite de  $\kappa = 10^{-2}$ , la largeur  $\Gamma(Z'_1)$  obtenue est de l'ordre de  $2 \times 10^{-3}$  GeV.

Les quatre processus qui sont susceptibles de former une paire  $e\mu$  à travers l'échange d'un boson neutre massif dans un collisionneur de hadrons sont  $u\bar{c} \rightarrow \gamma'_1/Z'_1 \rightarrow e^-\mu^+$ ,  $d\bar{s} \rightarrow \gamma'_1/Z'_1 \rightarrow e^-\mu^+$ ,  $c\bar{u} \rightarrow \gamma'_1/Z'_1 \rightarrow \mu^-\mu^+$  et  $s\bar{d} \rightarrow \gamma'_1/Z'_1 \rightarrow \mu^-\mu^+$ . La figure 2.2 représente un de ces quatre processus, au travers de l'échange d'un boson  $Z'_1$ .

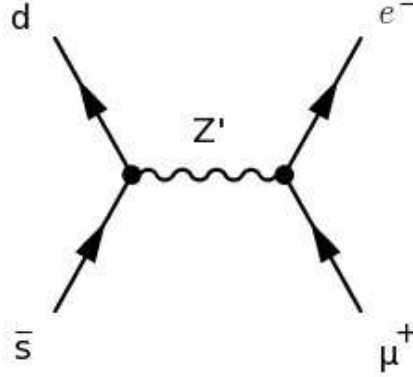


FIG. 2.2 – Représentation en diagramme de Feynman d'un des quatre processus susceptible de former une paire  $e\mu$  à travers l'échange d'un  $Z'_1$  dans un collisionneur de hadrons ( $d\bar{s} \rightarrow \gamma'_1/Z'_1 \rightarrow e^-\mu^+$ ).

Dans un collisionneur  $pp$ , contrairement au cas d'un collisionneur  $p\bar{p}$ , cet excès d'événements caractérisés par un électron et un muon à grande impulsion transverse dans l'état final se manifeste par un excès de paires  $e^-\mu^+$  par rapport aux paires  $e^+\mu^-$ . Cet effet est dû à la nature des partons emportés par les protons qui participent à l'interaction, qui sont préférentiellement des quarks de valence  $u$  et  $d$ .

Les bosons  $\gamma'_1$  et  $Z'_1$ , dont les largeurs naturelles sont de l'ordre du MeV, fournissent des résonances dont les masses invariantes sont séparées par quelques GeV (5 GeV pour  $M_{\gamma'_1} = 1$  TeV). L'interférence de ces deux résonances peut donc être négligée et celles-ci peuvent être étudiées indépendamment. Dans la suite de cette thèse, étant donné que la résolution expérimentale obtenue à grande masse invariante dans un détecteur typique au LHC (de l'ordre de 50 GeV pour une résonance de 1 TeV dans CMS, voir chapitre 8) ne permet pas de distinguer ces deux résonances à ces masses, les contributions des bosons  $\gamma'_1$  et  $Z'_1$  seront simplement sommées.

Cet excès de paires  $e\mu$  peut être observé au LHC à 14 TeV avec une bonne statistique ( $\sim 100$  fb $^{-1}$ ). Les figures 2.3 et 2.4 montrent les taux d'événements attendus dans le cas le plus favorable non exclu par l'étude du canal  $K_L^0 \rightarrow e\mu$ , donné par la condition  $\kappa = M_{Z'_1}/100$  TeV, pour la somme des contributions  $\gamma'_1$  et  $Z'_1$ , avec 100 fb $^{-1}$  de données au LHC [14].

## 2.4. MODÈLE À DIMENSIONS SUPPLÉMENTAIRES AVEC ASYMÉTRIE DE CHARGE DANS LE CANAL

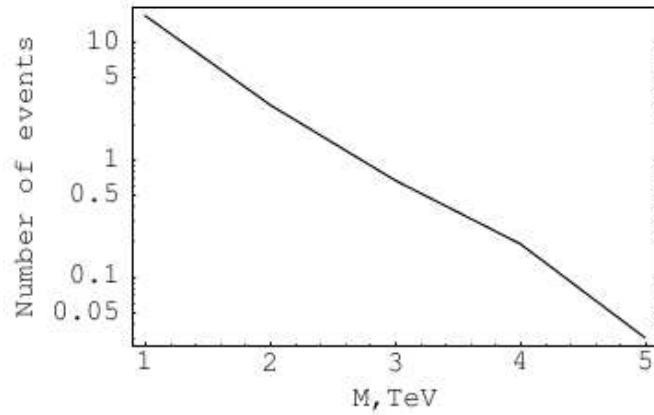


FIG. 2.3 – Nombre d'événements attendus avec  $100 \text{ fb}^{-1}$  de données au LHC avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV pour la production de paires  $e^- \mu^+$  en fonction de la masse de la résonance ( $M_{Z'_1}$ ,  $M_{\gamma'_1}$ ) [14].

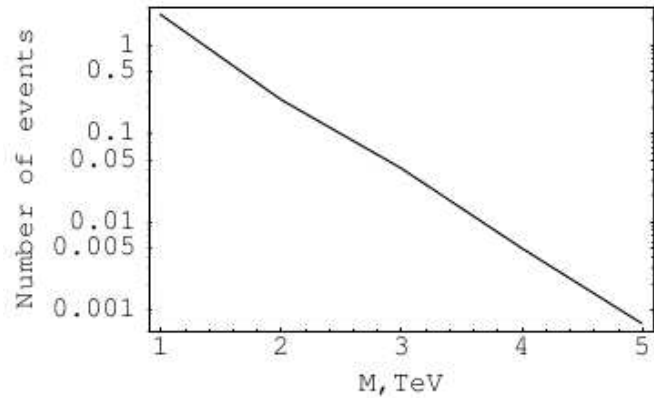


FIG. 2.4 – Nombre d'événements attendus avec  $100 \text{ fb}^{-1}$  de données au LHC avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV pour la production de paires  $e^+ \mu^-$  en fonction de la masse de la résonance ( $M_{Z'_1}$ ,  $M_{\gamma'_1}$ ) [14].

La table 2.3 montre le nombre d'événements attendu au LHC pour une luminosité de  $100 \text{ fb}^{-1}$  dans le cas actuel d'une énergie dans le centre de masse de 7 TeV, pour les résonances  $\gamma'_1$  et  $Z'_1$  de masses 1, 2 et 3 TeV se désintégrant en une paire  $e^- \mu^+$ . La somme des nombres d'événements provenant des résonances  $\gamma'$  et  $Z'$  est aussi montrée dans la table.

Une étude portant sur les corrections radiatives relatives à la production de paires de

Nb	1 TeV	2 TeV	3 TeV
$\gamma'_1$	1.40	0.067	0.0019
$Z'_1$	0.55	0.023	0.0007
Total	1.95	0.090	0.0026

TAB. 2.3 – Nombre d'événements attendu au LHC pour une luminosité de  $100 \text{ fb}^{-1}$  avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV, pour les résonances  $\gamma'_1$  et  $Z'_1$  de masses 1, 2 et 3 TeV se désintégrant en une paire  $e^- \mu^+$ .

Kaluza-Klein [17] montre que ces contributions d'ordres supérieurs ne sont pas négligeables et doivent être considérées. Dans ce travail, nous ne traiterons pas cet aspect. Ces contributions d'ordres supérieurs devraient faire l'objet d'études ultérieures.

Il faut aussi remarquer que des signatures autres qu'une résonance dans le canal  $e\mu$  peuvent aussi être envisagées auprès de collisionneurs hadroniques. Ainsi, les signatures suivantes sont aussi autorisées :  $d\bar{s} \rightarrow \gamma'_1/Z'_1 \rightarrow \mu^- \tau^+$ , où les excitations  $\gamma'_1/Z'_1$  mélangent les deux dernières familles de leptons ;  $d\bar{s} \rightarrow \gamma'_1/Z'_1 \rightarrow c\bar{t}$  ; ou encore  $d\bar{s} \rightarrow G'_1 \rightarrow c\bar{t}$ , au travers de la première excitation du gluon du Modèle Standard. Les états finaux constitués de paires  $c\bar{t}$  pourraient être observés au LHC. Leur signature constituée d'un seul quark top, dont le spectre en impulsion transverse présenterait un pic jacobien caractéristique avec une valeur la plus probable  $\sim M_{G'_1}/2$ , serait clairement identifiable. Ces états finaux n'ont pas été étudiés dans ce travail, et devraient faire l'objet d'une étude détaillée.

Dans la suite de cette thèse, ce modèle sera utilisé pour mener la recherche d'une résonance se désintégrant en une paire  $e\mu$  en 2011 au LHC, recherche décrite au chapitre 8. Malgré le taux d'événements très faible attendu en 2011 ( $< 0.1$ ), ce modèle est considéré ici comme une référence pour une recherche générique d'une résonance étroite se désintégrant en une paire  $e\mu$  de charges opposées, avec une asymétrie dans la distribution de la charge des leptons. D'autres modèles, comme ceux prédisant l'existence de trous noirs quantiques, prédisent en effet des résonances possédant des sections efficaces plus élevées. Ces différents modèles ne sont pas étudiés dans ce travail.



## 2.4. MODÈLE À DIMENSIONS SUPPLÉMENTAIRES AVEC ASYMÉTRIE DE CHARGE DANS LE CANAL



## Chapitre 3

# Le Grand Collisionneur de Hadrons

“Il est plus facile de désintégrer un atome qu’un préjugé.”

**A. Einstein**

Les collisionneurs, de sorte à tester la structure fondamentale de la matière, ont été exploités depuis longtemps. Le besoin d’atteindre des constituants de matière de plus en plus petits a conduit à la conception, au fil des temps, de collisionneurs caractérisés par des énergies de plus en plus grandes. Cette situation s’explique facilement par le fait que la longueur d’onde d’une particule sondant la matière est inversement proportionnelle à son énergie, suivant la relation de de Broglie  $\lambda = h/|\vec{p}|$ , où  $|\vec{p}|$ , la tri-impulsion de la sonde, est liée à son énergie.

Le travail présenté dans cette thèse est effectué dans le cadre expérimental du Grand Collisionneur de Hadrons (LHC) [18]. Le LHC est un dispositif qui accélère et collisionne des protons contre d’autres protons. Il est situé de part et d’autre de la frontière Franco-Suisse près de Genève, dans le complexe du CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire). Il a commencé à collecter des données en novembre 2009 avec une énergie dans le centre de masse de 900 GeV, est devenu le collisionneur de plus haute énergie quelques semaines plus tard avec une énergie de 2.36 TeV, et, depuis mars 2010, produit des collisions avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV (3.5 TeV par faisceau).

L’analyse dont cette thèse est l’objet est effectuée sur les données récoltées en 2010 et en 2011 par l’expérience CMS.

Ce chapitre dédié à la description du LHC est organisé comme suit : les généralités sont présentées à la section 3.1, tandis que les performances et caractéristiques sont exposées à la section 3.2, et enfin quelques processus importants ainsi que leurs sections efficaces sont mentionnés à la section 3.3.

### 3.1 Généralités

Les principales motivations du LHC sont la recherche du boson de Brout-Englert-Higgs [19], et la recherche de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard (voir chapitre 2). D'autres aspects importants vont y être étudiés, comme une compréhension plus profonde du Modèle Standard.

Un grand panel de phénomènes physiques sont couverts par le LHC. Six détecteurs ont été conçus pour détecter les particules produites durant les collisions proton-proton et ion-ion. Ceux-ci sont situés à l'emplacement de quatre points le long de l'anneau du LHC, appelés les points d'interaction, où les collisions de particules ont lieu. Un schéma de l'anneau du LHC avec l'emplacement des détecteurs est montré à la figure 3.1.

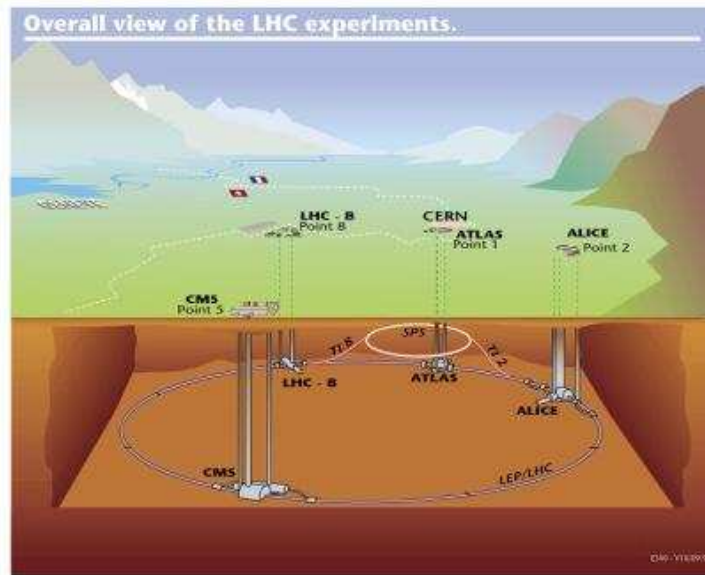


FIG. 3.1 – Schéma de l'anneau du LHC avec les emplacements des quatre grands détecteurs.

- CMS (Compact Muon Solenoid) et ATLAS (A Toroïdal LHC ApparatuS) [20] : deux détecteurs généralistes visant à couvrir un large panel de phénomènes physiques, comme la recherche du boson de Brout-Englert-Higgs, la super-symétrie, la physique au-delà du Modèle Standard ainsi que la physique du Modèle Standard (physique du quark top, QCD multijet et physique électro-faible).

Le détecteur CMS est décrit plus en détail au chapitre 4.

- LHCb (Large Hadron Collider Beauty experiment) : ce détecteur étudie spécifiquement la violation de la symétrie CP, au travers de la désintégration de mésons B. La violation de CP est une clé importante pour comprendre l'asymétrie entre la matière et l'antimatière dans l'univers.

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment) : ce détecteur étudie les phénomènes se déroulant lors de collisions d’ions massifs. Le but de cette expérience est d’étudier le plasma de quarks et de gluons présent dans l’univers primordial, pour mieux comprendre les caractéristiques de cette période de formation de l’univers.
- LHCf (Large Hadron Collider forward experiment) : le LHCf étudie la production de particules très à l’avant dans les collisions p-p pour étudier en laboratoire l’interaction des rayons cosmiques de grande énergie avec l’atmosphère.
- TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement) : ce détecteur est conçu pour mesurer les sections efficaces totales et élastiques d’interaction p-p.

## 3.2 Performances et caractéristiques

Les performances attendues du LHC sont dictées par deux grandes contraintes :

- Une grande énergie dans le centre de masse, pour pouvoir explorer la fenêtre des hautes énergies, où la physique nouvelle au-delà du Modèle Standard est attendue.
- Une grande luminosité, pour rendre observable des processus qui ont une section efficace très petite, comme la production de bosons de Brout-Englert-Higgs [19], les théories au-delà du Modèle Standard ou encore la super-symétrie.

Dans la suite, les performances nominales du LHC, ainsi que les performances pour cette année 2011, sont présentées.

Dans les conditions nominales de fonctionnement, les protons du LHC vont être accélérés à une énergie de 7 TeV, ce qui en résultera une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. La luminosité instantanée attendue sera de  $\sim 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  avec des croisements de paquets de protons tous les 25 ns.

En juillet 2011, les protons sont accélérés à une énergie de 3.5 TeV, la luminosité instantanée est de l’ordre de  $10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , et les faisceaux se croisent tous les 50 ns. Un schéma du dispositif d’accélération est montré à la figure 3.2.

Le principal dispositif du complexe d’accélération du LHC est son tunnel instrumenté long de 27 km, situé entre 80 et 100 m sous terre, où les protons sont accélérés, partant de leur énergie d’injection de 450 GeV jusqu’à leur énergie de 3.5 (7) TeV. Le processus d’accélération est effectué par 8 cavités radio-fréquences (cavités RF) qui accélèrent le faisceau par un total de 16 MeV par tour, en utilisant un champ électrique de 5.5 MV/m oscillant à 400 MHz. La stabilité de la trajectoire des faisceaux est assurée par des aimants : parmi eux, 1232 aimants dipolaires supraconducteurs maintiennent le faisceau sur une trajectoire circulaire tout au long de l’anneau du LHC. Ces aimants doivent fournir un champ de courbure lié à l’énergie des faisceaux selon la relation suivante :

$$B_{\text{dipole}} = E_{\text{beam}} \times 1.19 \text{ T/TeV} \quad (3.1)$$

ce qui porte la valeur du champ magnétique à fournir à 4.15 (8.33) Tesla pour les aimants dipolaires, pour des énergies de faisceau de 3.5 (7) TeV. De tels aimants ont été

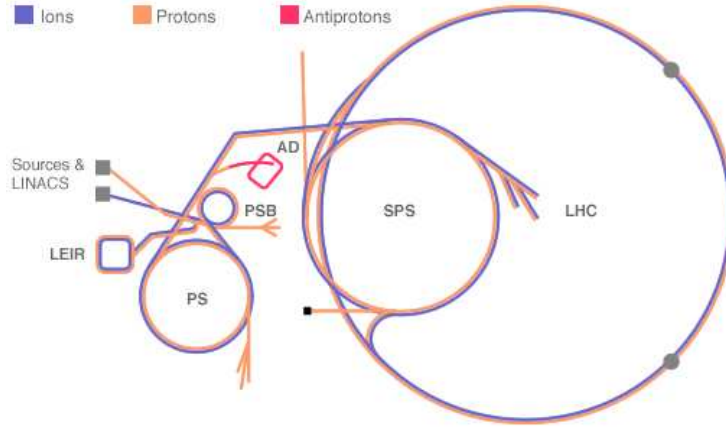


FIG. 3.2 – Schéma du dispositif d'accélération des particules avant d'atteindre le LHC.

spécialement conçus pour le LHC. Ils sont complétés par 7000 aimants additionnels pour nettoyer et concentrer les faisceaux.

Pour atteindre une luminosité de  $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ , les protons sont regroupés par paquets, appelés *bunches*, de quelque  $10^{11}$  protons chacun, qui se collisionnent toutes les 50 (25) ns. Le nombre maximal de paquets espacés de 25 ns que le LHC peut contenir est de 2808. Les faisceaux sont focalisés aux points d'interaction pour augmenter la probabilité de collision (la taille transverse des faisceaux est de  $\sim 16 \mu\text{m}$  RMS pour les expériences ATLAS et CMS).

La figure 3.3 montre l'évolution de la luminosité délivrée et enregistrée dans CMS de début mars à mi octobre 2011, ainsi que les valeurs intégrées des luminosités. Un total de  $4.3 \text{fb}^{-1}$  a été enregistré dans CMS le 12 octobre 2011.

Avant leur injection dans l'anneau du LHC à une énergie de 450 GeV, les protons ont déjà transité par une chaîne complète d'accélération et de traitement, comme le montre la figure 3.2. Ils sont tout d'abord accélérés par un accélérateur linéaire, le Linac, ensuite par le Booster (PSB), le Synchrotron à protons (PS), atteignant alors une énergie de 26 GeV. Le PS assure, en plus de l'accélération fournie, d'espacer les paquets de protons de 25 ns avant qu'ils soient délivrés au supersynchrotron à protons (SPS). Ce dernier accélère enfin les protons à une énergie de 450 GeV et les injecte alors dans le LHC.

### 3.3 Processus importants

La section efficace totale proton-proton est de  $\sim 100 \text{mb}$  à 7 TeV dans le centre de masse.

Par comparaison, la section efficace de production de processus multijet avec une impulsion transverse du parton initial de plus de 15 GeV est de l'ordre de 0.1 mb [21], la section

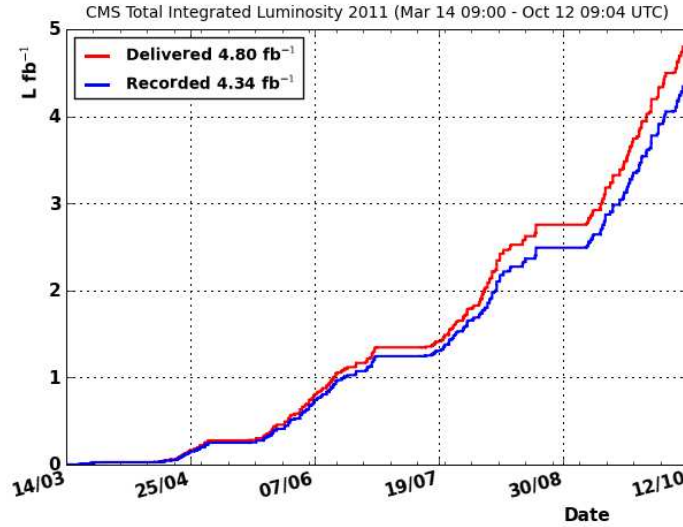


FIG. 3.3 – Evolution de la luminosité délivrée et enregistrée dans CMS de début mars à mi octobre 2011.

efficace de production du processus de Drell-Yan avec une paire électron-positron dans l'état final ( $pp \rightarrow \gamma/Z \rightarrow eeX$ ) avec une masse invariante de la paire  $e^+e^-$  de plus de 20 GeV est de l'ordre de  $2 \times 10^{-6}$  mb [22], et enfin la section efficace de production d'un boson hypothétique  $Z'_{SSM}$  une paire électron-positron d'une masse de 1 TeV ( $pp \rightarrow Z'_{SSM} \rightarrow eeX$ ) est de l'ordre de  $10^{-10}$  mb [22].

La figure 3.4 reprend la section efficace (en nb) et le nombre d'événements par seconde (pour une luminosité instantanée de  $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ) attendu au Tevatron et au LHC, en fonction de l'énergie dans le centre de masse, pour les processus parmi les plus importants.

Dans cette thèse, différents processus du Modèle Standard, ou provenant de modèles de nouvelle physique, apparaissent. Pour arriver à y voir plus clair, une liste de ces processus est proposée ici. Leur usage en tant que signal ou bruit de fond est détaillé selon le chapitre où ces derniers apparaissent.

Au chapitre 5 et 6, les processus de signal sont une nouvelle résonance massive  $Z'$  (voir section 2.2) et le processus de Drell-Yan (défini à la section 2.1). Les processus de bruit de fond sont : le processus  $t\bar{t}$  ( $t\bar{t} \rightarrow b e^+ \nu_e \bar{b} e^- \bar{\nu}_e$ ) qui est le bruit de fond principal dans le canal di-électron, ainsi que les autres bruits de fond "dileptoniques"  $WW$  et  $Z \rightarrow \tau\tau$  ( $Z \rightarrow \tau\bar{\tau} \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$ ).

Au chapitre 7, les processus de signal sont les processus dileptoniques  $t\bar{t}$ ,  $WW$  et  $Z \rightarrow \tau\tau$ . Le bruit de fond est composé des processus  $Z \rightarrow ee$  et  $Z \rightarrow \mu\mu$ .

Finalement, au chapitre 8, le signal est constitué par une nouvelle résonance  $Z' \rightarrow e\mu$ . Les

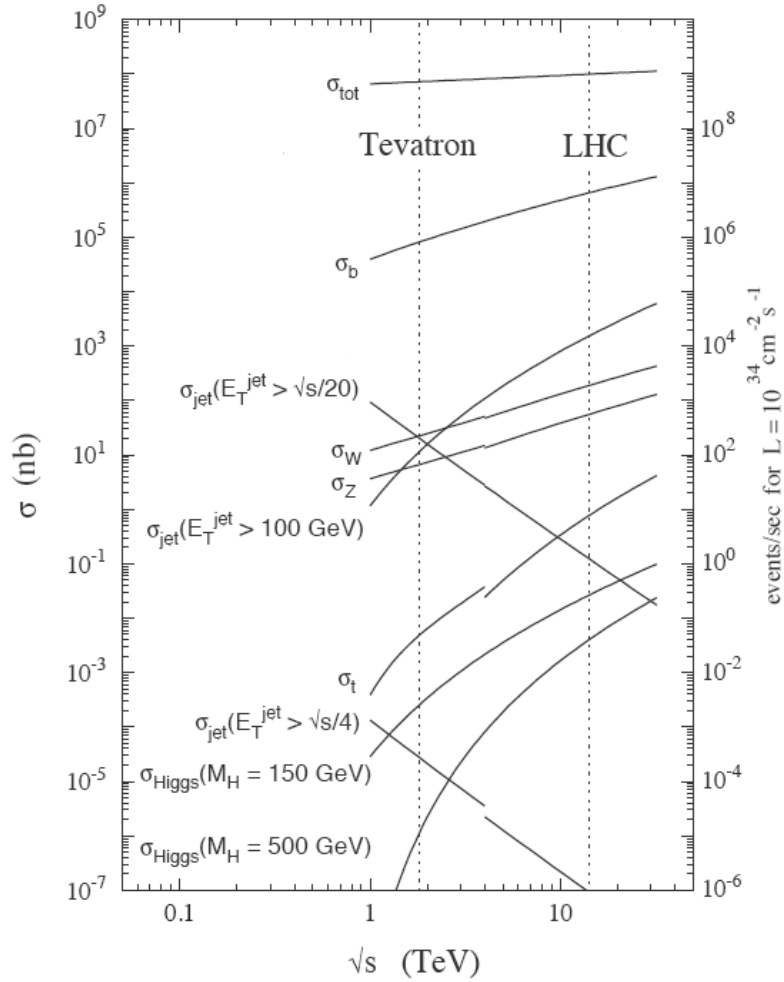


FIG. 3.4 – Section efficace (en nb) et nombre d'événements par seconde (pour une luminosité instantanée de  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ) attendu au Tevatron et au LHC, en fonction de l'énergie dans le centre de masse, pour les processus parmi les plus importants.

processus de bruit de fond sont les processus du Modèle Standard :  $t\bar{t}$ ,  $WW$ ,  $tW$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$ ,  $Z \rightarrow ee$  et  $Z \rightarrow \mu\mu$ .

Dans tout ce travail, les processus multijet ( $gg \rightarrow g \rightarrow q\bar{q}$  est un des processus possible) et le processus W+jet (production d'un W accompagné d'un jet de particules) sont toujours considérés comme des bruits de fond. En effet, dans cette thèse, ils contiennent au moins un jet de particules erronément identifié comme un lepton.







# Chapitre 4

## Le détecteur CMS

Ce chapitre décrit le détecteur CMS (Compact Muon Solenoid). Après une brève présentation générale du détecteur à la section 4.1, le système de coordonnées de CMS est décrit à la section 4.2, et enfin les principaux sous-détecteurs de CMS sont présentés aux sections 4.3 à 4.7, avec une importance plus particulière aux sous-détecteurs plus importants dans cette thèse : le calorimètre électromagnétique ainsi que les chambres à muons. Une description détaillée de CMS peut être trouvée aux références [23, 24].

### 4.1 Présentation générale

Le détecteur CMS est situé au point d'interaction numéro 5 sur l'anneau du LHC, comme le montre la figure 3.1. Ce détecteur généraliste se compose de plusieurs couches de sous-détecteurs, qui entourent le point d'interaction. Le détecteur CMS peut se décomposer en deux grandes parties : une première partie cylindrique appelée le tonneau, et deux parties circulaires appelées les bouchons qui se situent de part et d'autre du tonneau, le long de l'axe du faisceau, pour assurer la meilleure couverture angulaire de détection. Un schéma du détecteur CMS est donné à la figure 4.1. Les différents sous-détecteurs sont clairement visibles :

- Le détecteur de traces (*inner tracker* dans la figure 4.1) permet de déterminer la trajectoire des particules chargées dans CMS, au moyen des différents points d'impacts laissés par la particule quand elle traverse les couches de ce même sous-détecteur. La courbure et l'angle des trajectoires reconstruites dans le champ magnétique permettent de mesurer l'impulsion des particules et le signe de leur charge.
- Le calorimètre électromagnétique (*crystal ECAL* dans la figure 4.1) sert à déterminer la position et l'énergie des électrons et des photons dans CMS.
- Le calorimètre hadronique (*HCAL* dans la figure 4.1) sert à déterminer la position et l'énergie des hadrons dans CMS.
- L'aimant solénoïde supraconducteur produit un champ uniforme de 3.8 T dans l'espace du détecteur de traces, du calorimètre électromagnétique et du calorimètre hadronique. La culasse de l'aimant est formée par les 10 000 tonnes de métal qui se

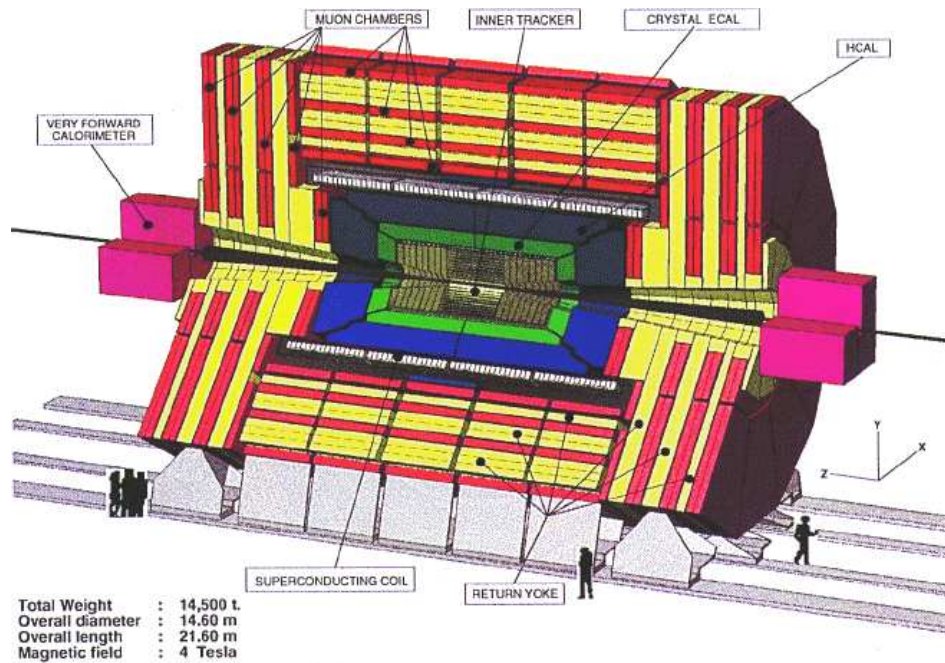


FIG. 4.1 – Schéma du détecteur CMS.

situent au delà de l'aimant, du côté des chambres à muons.

- Les chambres à muons (*muon chambers* dans la figure 4.1) reconstruisent la trajectoire des muons selon leurs points d'impacts dans les différentes chambres. La courbure due au champ magnétique permet de mesurer l'impulsion des muons.

## 4.2 Le système de coordonnées

Le système de coordonnées cylindrique a été choisi, centré sur le point nominal d'interaction de CMS. L'axe  $z$  est disposé le long de l'axe du faisceau, pointant en direction des montagnes du Jura ; les axes  $x$  et  $y$  forment un plan transverse à l'axe  $z$ , l'axe  $x$  pointant vers le centre du LHC et l'axe  $y$  pointant vers le haut.

L'angle azimuthal  $\phi$  est mesuré depuis l'axe  $x$  dans le plan  $x - y$ , tandis que l'angle polaire  $\theta$  est mesuré depuis l'axe  $z$ , dans le plan  $r - z$ . Une variable largement utilisée est la pseudorapacité  $\eta$ , définie comme  $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ . Ainsi, l'impulsion et l'énergie d'une particule mesurées perpendiculairement à l'axe  $z$ , notées respectivement  $p_T$  et  $E_T$ , sont calculées depuis les composantes en  $x$  et  $y$ . La non-balance en énergie mesurée dans le plan transverse est appelée MET.

### 4.3 Le détecteur de traces

Le détecteur de traces reconstruit la trajectoire des particules chargées depuis les points laissés par celles-ci en traversant le détecteur, et sert à mesurer leur impulsion ainsi que leur charge. Les performances du détecteur de traces sont déterminées par deux principaux paramètres : l'efficacité de reconstruction des traces et la précision de l'estimation des paramètres des traces. Comme c'est le détecteur le plus proche des faisceaux, ce détecteur doit aussi résister à de hauts taux de radiations.

Le détecteur de traces se divise en deux parties : le dispositif à pixels et le dispositif à pistes au silicium. La géométrie des sous-systèmes à pixels et à pistes au silicium sont différentes ; néanmoins chaque sous-système se compose d'une partie dite tonneau et de deux parties dites bouchons.

Le plus petit élément de détection dans le détecteur de traces est appelé un module ; la partie sensible de celui-ci est composée de matériaux semi-conducteurs. Les particules chargées qui traversent un module créent des paires électron-trou par excitation des électrons de la bande de valence. Les électrons et les trous sont alors collectés grâce à une différence de potentiel de quelque 200 V appliquée de part et d'autre de la plaque de silicium. Ces charges sont alors collectées et un circuit intégrant échantillonne le signal à la fréquence de 40 MHz en gardant en mémoire celui-ci pendant 4  $\mu$ s. Si un signal provenant du système de déclenchement est reçu, la charge est envoyée à l'électronique de lecture pour un traitement ultérieur.

#### 4.3.1 Le sous-détecteur à pixels

Le sous-détecteur à pixels représente le coeur du détecteur de traces. Il permet la reconstruction de segments de traces, en fournissant 3 points d'impacts. Sa proximité avec le point d'interaction en fait un sous-détecteur idéal pour la reconstruction de la position du vertex d'interaction primaire, d'où les particules sont émises, ainsi que de la position des vertex secondaires. Les modules sont constitués de 66 millions de pixels d'environ  $100 \times 150 \mu\text{m}^2$ , totalisant une surface de détection active de l'ordre de  $1 \text{ m}^2$ . Un schéma du sous-détecteur à pixels est donné à la figure 4.2.

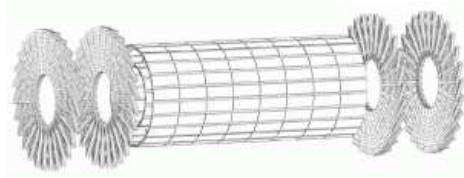


FIG. 4.2 – Schéma du sous-détecteur à pixels.

Le tonneau du sous-détecteur à pixels est composé de 3 cylindres de 53 cm de long placés à des rayons de 4.4, 7.3 et 10.2 cm. Ils forment un total de 48 millions de pixels et

permettent ainsi de couvrir la région centrale en pseudorapidité. Ce tonneau est complété par les disques de pixels, formant les bouchons, deux de chaque côté du tonneau et placés à  $|z| = 34.5$  et  $46.5$  cm, aux rayons s'étendant d'approximativement 6 à 15 cm, couvrant la région des pseudorapidités vers l'avant. Dans les bouchons, les modules sont inclinés d'environ 20 degrés, formant une géométrie de conception semblable à une turbine.

### 4.3.2 Le sous-détecteur à pistes au silicium

Le sous-détecteur à bandes de silicium est divisé en quatre parties. La partie centrale est couverte par le TIB (Tracker Inner Barrel) et le TOB (Tracker Outer Barrel). Le TIB est constitué de quatre couches cylindriques de modules couvrant la région  $25 < r < 50$  cm. Le TOB est constitué, quant à lui, de six couches cylindriques couvrant la région  $50 < r < 116$  cm et  $|z| < 118$  cm. La région vers l'avant est couverte par le TID (Tracker Inner Disks), trois disques de chaque côté du TIB, chaque disque étant composé de trois anneaux, et le TEC (Tracker Endcaps), composé de 9 disques de chaque côté couvrant la région  $130 < |z| < 270$  cm. Les trois premiers disques du TEC sont composés de 7 anneaux, les disques 4 à 6 de 6 anneaux, les disques 7 et 8 de 5 anneaux et enfin le dernier disque est composé de 4 anneaux. Chaque disque du TEC se décompose en 16 pétales selon l'angle  $\phi$ .

Une vue schématique du détecteur de traces est donnée à la figure 4.3. Le sous-détecteur à bandes de silicium, comptant un total de  $198 \text{ m}^2$  de surface active de détection, avec ses 15148 modules et ses 9.3 million de bandes, assure un minimum de 9 points de détection pour une particule chargée dans toute la fenêtre de pseudorapidité  $|\eta| < 2.5$ , et au minimum 4 de ces points sont mesurés en 2 dimensions.

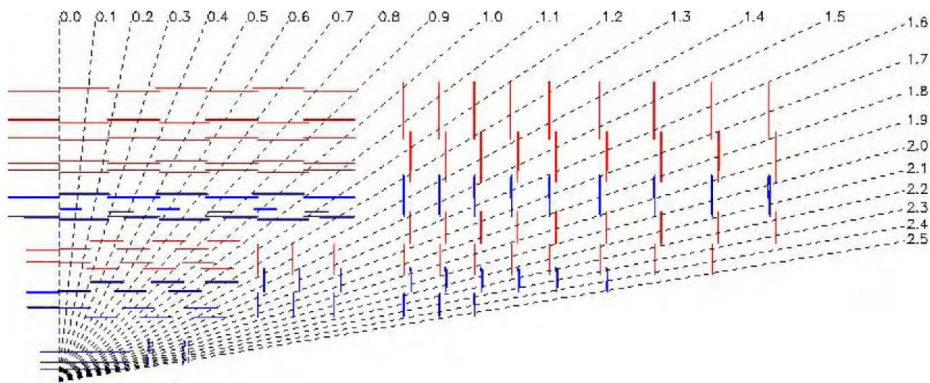


FIG. 4.3 – Schéma du détecteur de traces de CMS.

## 4.4 Le calorimètre électromagnétique

Une description complète du calorimètre électromagnétique (ECAL) peut être trouvée ici [23, 24].

Le principe de l'ECAL tient du fait de la production de gerbes électromagnétiques lorsque un électron ou un photon pénètre dans un cristal scintillant. Les électrons interagissent avec le scintillateur et radient des photons par un processus de Bremsstrahlung, photons qui vont aussi interagir avec le milieu pour donner lieu à une paire électron-positron, au travers d'un processus de création de paires. Ces mêmes électrons et positrons vont à leur tour interagir pour créer des photons de Bremsstrahlung, et ainsi de suite. Ce processus se poursuit jusqu'à ce qu'une fraction significative de l'énergie initiale de l'électron soit convertie en photons. Les photons durs réagissent de façon similaire dans le calorimètre, en créant une paire électron-positron en interagissant avec le milieu, paire qui ensuite crée des photons de Bremsstrahlung, et ainsi de suite.

Des photons de scintillation sont alors produits, conséquence de l'interaction des électrons chargés avec le milieu. Deux quantités sont souvent utilisées pour quantifier le développement des gerbes électromagnétiques : la longueur de radiation  $X_0$ , qui représente la distance moyenne après laquelle l'électron (photon) ne conserve plus qu'une fraction de son énergie initiale correspondant à  $1/e$ , et le rayon de Molière, qui quantifie le développement latéral de la gerbe. Par définition, 90% de l'énergie de la gerbe est contenue dans le rayon de Molière.

La longueur des cristaux est très importante car elle doit permettre de contenir totalement la gerbe à l'intérieur du milieu scintillant, de manière à convertir totalement l'énergie initiale de l'électron (photon) incident en photons de scintillation pour pouvoir mesurer cette énergie précisément. Une gerbe électromagnétique typique s'étend latéralement sur quelques cristaux.

Le choix de la conception de l'ECAL s'est porté sur un calorimètre compact et homogène fait de cristaux scintillants de tungstate de plomb. Ce matériau possède une grande densité ( $8.3 \text{ g/cm}^3$ ), un petit rayon de Molière (22 mm) et une petite longueur de radiation ( $X_0 = 0.89 \text{ cm}$ ), et est raisonnablement résistant aux radiations. En outre, sa réponse est rapide : 80% de la lumière est émise durant les premières 25 ns. Environ 30 photons sont émis pour dépôt d'énergie de 1 MeV. Le signal émis par le cristal doit ensuite être amplifié, grâce à des amplificateurs situés derrière les cristaux.

L'aspect général de l'ECAL se compose de deux parties : une partie cylindrique entourant l'axe du faisceau qui s'appelle le tonneau et deux parties circulaires, appelées les bouchons, qui sont situées de part et d'autre du tonneau. La géométrie des cristaux et leur arrangement sont différents dans ces deux sous-structures. La figure 4.4 montre une vue schématique de l'ECAL.

### 4.4.1 Le tonneau

La partie correspondante au tonneau de l'ECAL possède un rayon interne de 129 cm et couvre la région centrale des pseudorapidités  $|\eta| < 1.48$ . Les cristaux ont une forme trapézoïdale avec une face avant et arrière d'une dimension de respectivement  $22 \times 22 \text{ mm}^2$

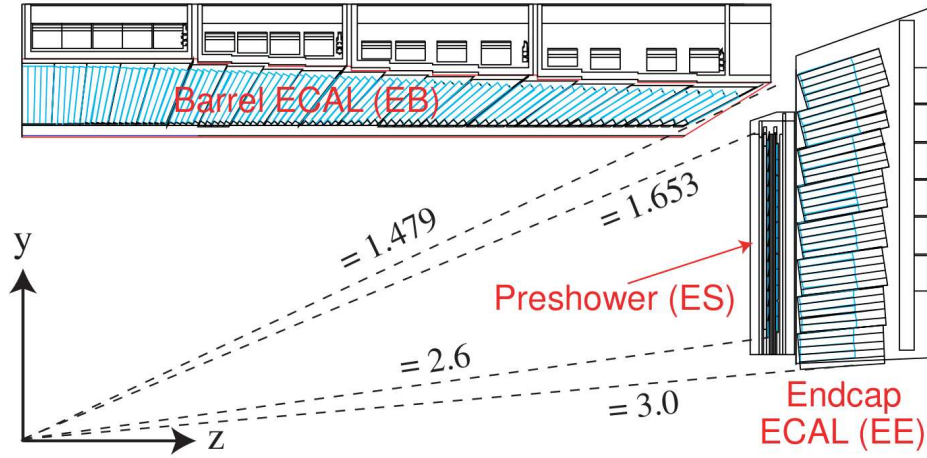


FIG. 4.4 – Schéma du calorimètre électromagnétique de CMS.

et  $26 \times 26 \text{ mm}^2$ , dimension équivalente dans les coordonnées  $\eta - \phi$  à  $\eta \times \phi = 0.0175 \times 0.0175$ ; cette taille de cristal correspond approximativement à une rayon de Molière. Les cristaux sont ajustés selon une géométrie quasi-projective de sorte que leurs axes forment un angle de 3 degrés avec le vecteur qui les joint au centre de CMS, dans les projections en  $\phi$  et en  $\eta$ .

La longueur des cristaux vaut 230 mm, soit l'équivalent de 25.8 longueurs de radiation. Les cristaux sont arrangés en sous-modules; un sous-module correspond à 2 rangées de 5 cristaux). Les sous-modules sont ensuite regroupés le long de la direction correspondante à l'angle  $\phi$  pour former des modules; modules qui, à leur tour, sont regroupés le long de la direction correspondante à  $\eta$  pour former des supermodules. Chaque supermodule contient 20 cristaux en  $\phi$  et 85 cristaux en  $\eta$ . Un total de 36 supermodules, 18 dans chacune des demi-parties du tonneau selon l'axe  $z$ ), contient les  $360$  (selon  $\phi$ )  $\times$   $170$  (selon  $\eta$ ) cristaux, c'est-à-dire 61200 cristaux, que totalise le tonneau.

Les photons de scintillation qui proviennent des cristaux sont dirigés vers des photodiodes à avalanche (APD) qui convertissent la lumière en un signal analogique, pré-amplifient ce signal et envoient celui-ci vers d'autres systèmes électroniques, pour un traitement plus détaillé du signal et pour les systèmes de déclenchement.

#### 4.4.2 Les bouchons

Les bouchons couvrent la région des pseudorapidités  $1.56 < |\eta| < 3.0$ , et sont placés pour leur partie interne à  $|z| = 314 \text{ cm}$ .

Chaque bouchon de forme circulaire est formé de deux structures en forme de "D". La dimension de la face avant et arrière des cristaux est sensiblement différente de la dimension des cristaux du tonneau :  $28.6 \times 28.6 \text{ mm}^2$  et  $30 \times 30 \text{ mm}^2$  respectivement. La longueur



des cristaux est sensiblement réduite et vaut 220 mm, ce qui correspond à  $24.7 X_0$ . Les cristaux sont arrangés en matrices de  $5 \times 5$  cristaux appelées supercristaux. Les cristaux des bouchons, comme ceux du tonneau, ne pointent pas vers le centre de CMS, mais 130 cm derrière le point d'interaction. Contrairement aux cristaux du tonneau, ceux-ci sont arrangés selon une géométrie en  $x - y$ . Un total de 14648 cristaux composent les deux bouchons.

Un dispositif de preshower est placé devant le calorimètre et couvre  $1.653 < |\eta| < 2.6$ ; ce preshower, qui totalise environ  $3 X_0$ , sert principalement à identifier les signatures correspondant à des pions neutres.

En conséquence aux plus hautes radiations attendues dans les régions à l'avant, une électronique plus résistante aux radiations, les phototriodes à vide (VPT) ont été sélectionnées pour convertir les photons de scintillation en signal analogique et pré-amplifier ensuite celui-ci.

### 4.4.3 Performances

Les performances de l'ECAL reposent essentiellement sur la résolution de la mesure de l'énergie de la particule incidente, puisque la détermination de la position de celle-ci est très bien connue, grâce à la grande granularité de l'ECAL. Cette résolution peut être exprimée suivant la formule suivante :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{a}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{b}{E}\right)^2 + c^2 \quad (4.1)$$

où  $a$  représente un terme stochastique lié au développement de la gerbe électromagnétique ( $0.05 \text{ GeV}^{1/2}$ ),  $b$  représente la contribution du bruit électronique dans le calorimètre (150 à 250 MeV, dépendant de la pseudorapacité), et  $c$  est le terme de résolution constant ( $\sim 0.6\%$ ). Pour des électrons de haute énergie, de quelques centaines de GeV, les deux premières contributions deviennent négligeables et la résolution se réduit au terme constant de 0.6 %.

## 4.5 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique (HCAL) de CMS est un calorimètre à échantillonnage formé de couches composées de tuiles de plastique scintillant et de couches de laiton et d'acier. Les hadrons, en pénétrant dans le HCAL, provoquent un gerbe hadronique qui conduit à l'émission de lumière dans les couches de tuiles de plastique scintillant. Cette lumière est alors dirigée au travers de fibres optiques vers les photomultiplicateurs, qui la convertissent en signal analogique, signal qui est enfin envoyé vers l'électronique de lecture pour un traitement ultérieur.

Le schéma du HCAL est le suivant : une partie cylindrique, appelée le tonneau, et deux parties de forme circulaire, les bouchons, qui l'enserment de part et d'autre. De plus, le calorimètre hadronique extérieur (HO), placé derrière l'aimant solénoïde, complète la partie centrale du HCAL, tandis que le calorimètre hadronique à l'avant (HF) étend la couverture

en pseudorapidité jusqu'à  $|\eta| = 5.19$ . Une vue schématique des tours du HCAL dans les coordonnées  $r - z$  pour le tonneau et les bouchons est proposée à la figure 4.5.

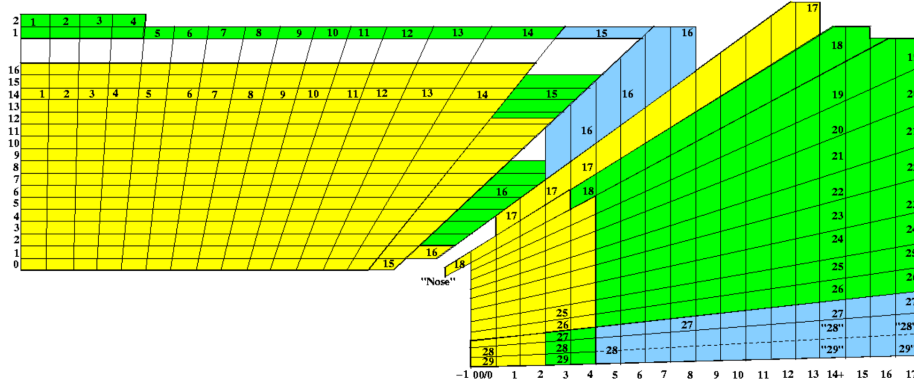


FIG. 4.5 – Vue schématique des tours du HCAL dans les coordonnées  $r - z$  pour le tonneau et les bouchons.

#### 4.5.1 Le tonneau

La région centrale en pseudorapidité ( $|\eta| < 1.4$ ) est couverte par le tonneau du HCAL, caractérisé par un rayon interne et externe de respectivement 177.7 cm et 287.6 cm. Un total de 17 couches actives de scintillateur, représentant 70000 tuiles, constitue le tonneau du HCAL. Les tuiles de scintillateur ont des dimensions de  $\eta \times \phi = 0.087 \times 0.087$ , ce qui correspond approximativement à une matrice de  $5 \times 5$  cristaux dans l'ECAL.

#### 4.5.2 Les bouchons

La région à l'avant ( $1.3 < |\eta| < 3.0$ ) est couverte par les bouchons du HCAL. Les 19 couches actives de scintillateur des bouchons contiennent des tuiles de dimensions égales à celles du tonneau jusqu'à ( $|\eta| < 1.74$ ), ensuite celles-ci augmentent jusqu'aux valeurs  $\eta \times \phi = 0.178 \times 0.178$ . Une grande spécificité des bouchons est qu'ils possèdent une segmentation longitudinale en 2 segments, ce qui permet d'estimer le profil du développement longitudinal de la gerbe hadronique.

### 4.6 L'aimant solénoïdal

L'aimant solénoïdal de CMS est un aimant supraconducteur qui délivre un champ magnétique de 3.8 Tesla dans la direction correspondant à l'axe  $z$ . La trajectoire des particules chargées est ainsi courbée dans le plan transverse.

## 4.7 Les chambres à muons

La partie de CMS conçue pour identifier et mesurer les muons s'appuie sur trois sous-systèmes indépendants, appelés de manière générique les chambres à muons, qui sont utilisés pour reconstruire les traces des muons et ainsi pouvoir mesurer leurs impulsions grâce au champ magnétique de CMS. Le choix des différentes technologies utilisées a été conduit par les tailles de surfaces à couvrir ainsi que les différents niveaux de radiations.

La partie des chambres à muons correspondante au tonneau ( $|\eta| < 1.2$ ), où le bruit de fond dû aux neutrons est petit, où le taux de muons est faible et le champ magnétique résiduel de CMS est faible, des chambres à dérive (DT) sont utilisées. Dans les deux bouchons, où le taux d'occupation des muons et le bruit de fond dû aux neutrons est grand, ainsi que le champ magnétique, les chambres à bandes de cathodes (CSC) sont utilisées et couvrent une valeur de pseudorapacité  $0.9 < |\eta| < 2.4$ . Finalement, les chambres à plaques résistives (RPC) sont utilisées aussi bien dans le tonneau que dans les bouchons.

Le schéma d'un quart du système de chambres à muons de CMS est montré à la figure 4.6. Dans la partie correspondante au tonneau, quatre stations de détecteurs sont arrangées en cylindres, chacun séparé par la culasse de l'aimant en métal. Dans chacun des bouchons, les CSC et RPC sont arrangés en 4 disques perpendiculaires au faisceau. Au total, les chambres à muons contiennent de l'ordre de 25 000  $m^2$  de détecteurs actifs, et de l'ordre d'un million de canaux électroniques.

### 4.7.1 Les chambres à dérive

Le tonneau des chambres à muons consiste en 250 chambres à dérive organisées en quatre couches à l'intérieur de la culasse de l'aimant solénoïde, de rayons d'approximativement 4.0, 4.9, 5.9 et 7.0 m autour de l'axe des faisceaux. Chacun des cinq cylindre du tonneau est divisé en 12 secteurs, couvrant chacun 30 degrés en  $\phi$ . Les chambres sont agencées dans les différentes stations de sorte à ce qu'un muon de grand  $p_T$  traverse au moins trois des quatre stations. Les chambres sont rassemblées en groupe de quatre chambres appelés superlayers. Les trois premières stations contiennent deux superlayers qui fournissent des mesures en  $\phi$  sur la position de la trajectoire du muon et un superlayer qui fournit une mesure selon la position en  $z$ . La dernière station, quant à elle, consiste en 14 chambres fournissant des mesures en  $\phi$  seulement. La longueur maximale de dérive est de 2.0 cm et la résolution spatiale obtenue sur un point est de  $\sim 200 \mu\text{m}$ .

### 4.7.2 Les chambres à bandes de cathodes

Quatre stations composées de chambres à bandes de cathodes perpendiculaires à l'axe du faisceau composent chaque bouchon, fournissant une mesure des coordonnées  $r - \phi$  de la trajectoire des muons traversant la chambre en question. Les chambres ont une forme trapézoïdale et consistent en 7 plans de cathodes, laissant 6 chambres remplies de gaz, le tout étant entouré d'un plan d'anodes.

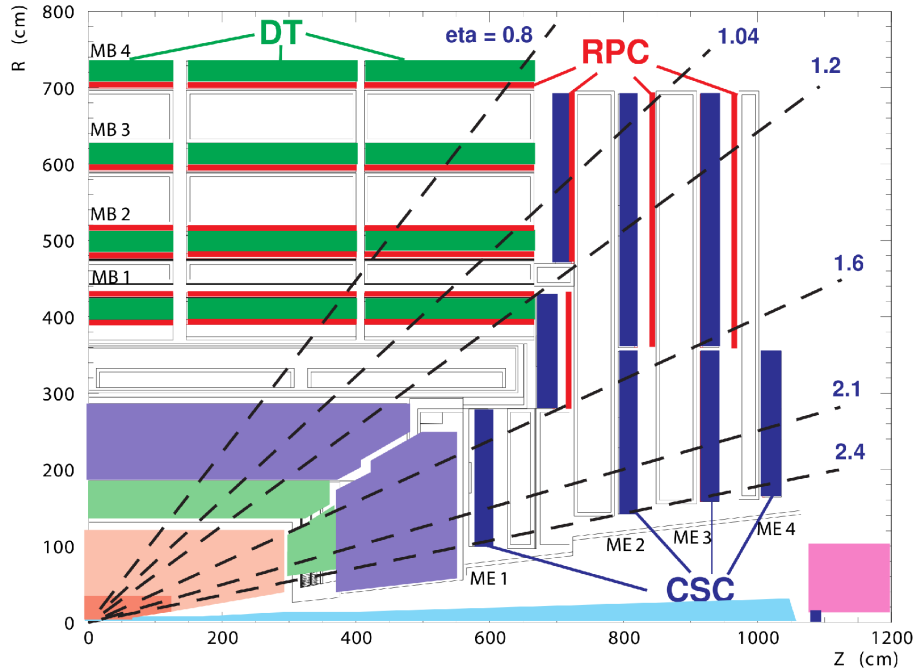


FIG. 4.6 – Schéma du système des chambres à muons de CMS.

Un muon traversant ce plan ionise le gaz et crée ainsi une avalanche d'électrons qui crée une charge sur le câble de l'anode et une charge image sur les bandes de cathodes.

La résolution spatiale caractéristique de ces chambres est d'environ  $200 \mu\text{m}$ , tandis que la résolution angulaire en  $\phi$  est d'environ  $10 \text{ mrad}$ .

### 4.7.3 Les chambres à plaques résistives

Les chambres à plaques résistives sont des chambres à gaz doubles qui fonctionnent en avalanche et sont utilisées pour le système de déclenchement des muons. Ce dispositif possède une réponse rapide ainsi qu'une bonne résolution temporelle, toutefois sa résolution spatiale est plus mauvaise que les DT ou CSC. Les RPC ont été conçues pour être placées dans le tonneau et dans les bouchons, couvrant ainsi la pseudorapidité  $|\eta| < 2.1$ .





## Chapitre 5

# Reconstruction et sélection des électrons en 2010

Les processus que nous étudions sont caractérisés par la présence dans l'état final de deux leptons chargés de grande impulsion transverse et des particules qui constituent l'événement sous-jacent, essentiellement des hadrons de petit  $p_T$  (voir chapitre 2). Dans le détecteur CMS, les électrons vont laisser des dépôts d'énergie significatifs dans l'ECAL, tandis que les muons vont laisser des signaux dans les chambres à muons. Les candidats lepton chargés sont reconstruits en associant une trace reconstruite dans le détecteur de traces à une gerbe électromagnétique pour les électrons ou à une trace dans les chambres à muons pour les muons.

Les processus de bruit de fond peuvent donner lieu à des leptons ou des jets erronément identifiés comme leptons et altérer le spectre de masse invariante des paires de leptons. Le bruit de fond principal est dû aux processus multijet, où les deux jets sont erronément identifiés comme des leptons. Les critères de sélection appliqués aux leptons ont pour but principal de réduire le bruit de fond multijet à un niveau négligeable par rapport au processus étudié (ici, le processus de Drell-Yan, ou une résonance massive se désintégrant en deux leptons). On distingue les critères d'identification (le signal dans le détecteur est-il compatible avec celui d'un électron ou d'un muon ?) et les critères d'isolement (le candidat lepton provient-il d'un jet ?).

Ces critères de sélection induisent des inefficacités qu'il faut contrôler. Le taux de réjection du bruit de fond doit, lui aussi, être vérifié. Ces aspects sont liés à l'extraction de la section efficace et sont décrits au chapitre suivant (sections 6.5 et 6.7.1).

Dans ce chapitre, nous étudions la distribution des variables de sélection des candidats électrons telles que mesurées dans les données et la distribution attendue de ces variables estimée en simulant de façon détaillée les processus du Modèle Standard dans le détecteur CMS pour des collisions pp à 7 TeV.

Ces distributions de contrôle sont réalisées en considérant un échantillon de données enrichi en "vrais" électrons provenant de processus durs (et non d'objets erronement considérés comme des électrons). Ceci est effectué en considérant les candidats électron provenant de

la désintégration de bosons  $Z$  du Modèle Standard, comme décrit à la section 5.4. Dans ce chapitre, les variables de contrôle sont uniquement interprétées pour les électrons.

## 5.1 Variables caractéristiques des électrons

Par définition, dans cette thèse, le terme *reconstruction* d'un candidat électron fera référence à la reconstruction, dans la partie fiducielle du détecteur, de la trace de l'électron, des dépôts d'énergie dans l'ECAL et à l'association entre cette trace et ces dépôts. Ainsi, un candidat électron sera dit *reconstruit* si une trace et des dépôts d'énergie sont reconstruits dans l'acceptance du détecteur, et si la proximité en  $\theta$  et  $\phi$  de la trace et des dépôts calorimétriques est satisfaisante. En ce qui concerne la trace du candidat, la reconstruction s'effectue à partir d'un algorithme appelé gaussian-sum filter (GSF) [25]. Une spécificité de cet algorithme est qu'il prend en compte les effets liés à la radiation de photons de Bremsstrahlung par l'électron dans la matière du détecteur de traces.

Le terme *sélection* des candidats électrons, d'autre part, fera référence aux critères de sélection utilisés pour s'assurer que le candidat électron reconstruit est un "vrai" électron et non un autre objet reconstruit erronément comme un électron. Les variables discriminantes qui permettent de distinguer les électrons des autres objets sont définies dans la liste ci-dessous. Un candidat électron sera dit *sélectionné* si ce candidat électron reconstruit satisfait aux critères d'une sélection donnée. Les coupures de sélection appliquées sur les variables discriminantes sont définies à la section 5.2.

Les candidats électrons ayant produit une gerbe électromagnétique dans la partie de l'ECAL correspondant au tonneau seront appelés *EB* (pour ECAL Barrel), tandis que ceux qui produisent une gerbe dans les bouchons seront appelés *EE* (pour ECAL Endcap).

Par rapport aux analyses traditionnelles traitant de la reconstruction de bosons  $Z$  en deux leptons, les critères de sélection des électrons doivent être modifiés pour prendre en compte les effets liés à la reconstruction de leptons à grande impulsion transverse dans le détecteur.

A titre d'exemple, dans CMS, l'algorithme de reconstruction des électrons peut être aussi bien initié par des dépôts d'énergie dans l'ECAL que par une trace dans le détecteur de traces. Les candidats électrons dans cette analyse doivent être initiés par une gerbe dans l'ECAL car, comparativement au calorimètre, la résolution en impulsion du détecteur de traces est mauvaise pour des électrons de grande impulsion transverse. De plus, selon cet algorithme standard de reconstruction des électrons, l'impulsion transverse des électrons est déterminée selon une combinaison utilisant l'impulsion transverse mesurée dans le détecteur de traces et l'énergie mesurée dans l'ECAL. Cette combinaison est laissée de côté pour cette analyse, car elle n'offre aucun avantage pour les électrons de plus de 25 GeV d'impulsion transverse.

La liste de variables caractéristiques des candidats électrons utilisée dans notre analyse est définie ci-dessous ([25], [26], [27] et [28]) :



- $p_T$  : l'impulsion transverse  $p_T$  du candidat électron est calculée comme

$$p_T = E_{SC} \sin \theta_{tr}$$

où  $\theta_{tr}$  est l'angle, mesuré par le détecteur de trace, de la trace du candidat électron avec l'axe du faisceau au vertex primaire et  $E_{SC}$  est la somme des dépôts d'énergie dans des cristaux voisins de l'ECAL. Ces dépôts d'énergie sont regroupés en un *supercluster* selon un algorithme spécifique dans le tonneau et dans les bouchons [26], qui permet de récupérer l'énergie des photons de Bremsstrahlung émis par l'électron dans la matière du détecteur de traces ;

- $\eta_{tr}$  : la pseudorapidité du candidat électron est calculée comme

$$\eta_{tr} = -\ln\left(\tan \frac{\theta_{tr}}{2}\right) \quad (5.1)$$

Cette variable est utilisée pour étudier la cinématique des événements et sert donc dans le calcul de la masse invariante des paires électron-positron ;

- $\eta_{SC}$  : est la pseudorapidité correspondant à l'angle entre le vecteur qui joint le centre du détecteur au barycentre du supercluster, et l'axe du faisceau. Cette variable est utilisée pour étudier la réponse de l'ECAL ;
- $\phi_{SC}$  : est l'angle azimutal correspondant à l'angle entre la projection sur l'axe  $x - y$  du vecteur qui joint le centre du détecteur au barycentre du supercluster, et l'axe  $x$  dans CMS ;
- $\Delta\eta_{in}$  : la différence entre la pseudorapidité du supercluster  $\eta_{SC}$  et la variable  $\eta_{tr}^{extr}$ , qui représente la valeur de la pseudorapidité estimée grâce à la trace du candidat l'électron, extrapolée jusqu'à la position du supercluster depuis le vertex primaire [26].

$$\Delta\eta_{in} = \eta_{SC} - \eta_{tr}^{extr} \quad (5.2)$$

Cette variable d'identification fournit un bon test de compatibilité entre la trace et les dépôts d'énergie des électrons ;

- $\Delta\phi_{in}$  : la différence entre l'angle azimutal  $\phi$  du barycentre du supercluster de l'électron et l'angle azimutal de la trace de l'électron  $\phi_{tr}^{extr}$ , extrapolé depuis le vertex primaire jusqu'à la surface de l'ECAL selon une trajectoire circulaire de quantité de

mouvement transverse  $p_T = E_{SC} \sin \theta_{el}$  [26].

$$\Delta\phi_{in} = \phi_{SC} - \phi_{tr}^{extr} \quad (5.3)$$

Cette variable d'identification souffre de la présence d'émissions par Bremsstrahlung pour les électrons, qui détériore la valeur de la compatibilité en  $\phi$  entre la trace et les dépôts d'énergie du candidat. Elle fournit néanmoins un test supplémentaire pour l'identification des électrons ;

- H/E : est défini comme le rapport entre l'énergie déposée dans les tours du HCAL dans un cône de rayon  $\Delta R = 0.15$ <sup>1</sup> centré autour de la position du supercluster et l'énergie du supercluster. Elle est faible pour un électron car 99% de l'énergie de la gerbe électromagnétique est absorbée dans les quelques 25  $X_0$  d'épaisseur du ECAL pour des électrons de 100 GeV d'énergie [29]. Pour réduire la contribution due au bruit électronique, une coupure de 0.7 GeV (0.8 GeV) est appliquée aux dépôts d'énergie dans les tours du HCAL dans le tonneau (respectivement dans les bouchons) [27] ;
- $\sigma_{i\eta i\eta}$  est une mesure de la dispersion en  $\eta$  en unités de pseudorapidité de l'énergie des électrons déposée dans la matrice des  $5 \times 5$  cristaux centrés autour du cristal de plus grande énergie du supercluster dans l'ECAL, selon la formule suivante [27, 30] :

$$\sigma_{i\eta i\eta}^2 = \frac{\sum_i^{5 \times 5} w_i (\eta_i - \eta_{\max} - \bar{\eta}_{5 \times 5})^2 (\Delta\eta)^2}{\sum_i^{5 \times 5} w_i} \quad (5.4)$$

où

$$\bar{\eta}_{5 \times 5} = \frac{\sum_i^{5 \times 5} (\eta_i - \eta_{\max}) E_i}{\sum_i^{5 \times 5} E_i} \quad (5.5)$$

et

$$w_i = 4.7 + \ln(E_i/E_{5 \times 5}) \quad (5.6)$$

l'indice  $i$  parcourant tous les cristaux dans la matrice des  $5 \times 5$  cristaux centrés autour du cristal de plus grande énergie.

Les valeurs  $w_i$ ,  $\eta_i$  et  $E_i$  représentent respectivement les poids, l'entier représentant la pseudorapidité et l'énergie du  $i^{\text{eme}}$  cristal dans la matrice des  $5 \times 5$  cristaux. La valeur  $\Delta\eta$  est la taille des cristaux en unités de rapidité et vaut 0.01745 dans le tonneau et varie de 0.01752 à 0.052 dans les bouchons, tandis que la valeur de  $\eta_{\max}$  est l'indice entier représentant la pseudorapidité du cristal de plus grande énergie du supercluster ;

---

<sup>1</sup> $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$

- $E^{X \times 5}$  est l'énergie déposée dans la matrice des  $X \times 5$  cristaux en  $\eta \times \phi$  contenant le cristal principal. Dans le cas de  $E^{2 \times 5}$ , le bloc de cristaux contenant le plus d'énergie est choisi parmi les deux blocs possibles.  $E^{1 \times 5} / E^{5 \times 5}$  et  $E^{2 \times 5} / E^{5 \times 5}$  sont utilisés dans le tonneau pour la sélection des électrons utilisée dans cette thèse (voir section 5.2), remplaçant  $\sigma_{i\eta i\eta}$ . Dans la géométrie  $\eta - \phi$  du tonneau ces variables sont équivalentes à  $\sigma_{i\eta i\eta}$ , mais elles sont plus simples et plus faciles à contrôler [27] ;
- $Iso_{ECAL}$  : l'isolement est une mesure de l'activité dans le voisinage des électrons. L'isolement dans l'ECAL est déterminé en sommant toutes les contributions d'énergie transverse dans l'ECAL dans un cône d'ouverture  $\Delta R = 0.3$  centré sur le barycentre du supercluster. Les cellules de l'ECAL qui se situent dans un cône de taille correspondant à trois cristaux centré sur l'électron ne sont pas considérés, pour supprimer la contribution de l'électron lui-même. Aussi, pour ne pas comptabiliser les contributions venant d'émissions par Bremsstrahlung, les cellules qui se situent dans une bande en  $\phi$  de largeur correspondant à trois cristaux en  $\eta$  autour de l'électron ne sont pas considérés. En plus de cela, une coupure sur la valeur absolue de l'énergie dans chaque cellule à considérer est appliquée : 0.08 GeV dans le tonneau et 0.1 GeV dans les bouchons [27] ;
- $Iso_{HCAL1}$  et  $Iso_{HCAL2}$  : l'isolement dans le HCAL est déterminé en sommant toutes les contributions d'énergie transverse dans le HCAL dans un cône d'ouverture  $\Delta R = 0.3$  centré sur la position de l'électron dans le calorimètre. Pour ne pas comptabiliser l'éventuelle contribution provenant de l'électron, les tours du HCAL situées dans une cône de rayon 0.15 centré autour de l'électron ne sont pas prises en compte. Le HCAL étant divisé en deux segmentations dans sa profondeur dans les bouchons, deux isollements sont considérés, en utilisant les dépôts d'énergie dans la première et la seconde segmentation [27] ;
- $Iso_{track}$  : l'isolement dans le détecteur de traces est déterminé en sommant les quantités de mouvement transverses de toutes les traces reconstruites situées entre deux cônes de rayons  $\Delta R = 0.04$  et  $\Delta R = 0.3$  centrés sur la direction de la trace de l'électron au vertex primaire. Seules les traces ayant une quantité de mouvement transverse de plus de 0.7 GeV et qui sont à une distance  $z_0$  entre -0.2 et 0.2 cm sont considérées, la valeur de  $z_0$  étant la distance de plus petite approche de la trace vis-à-vis du vertex primaire [27] ;
- *Croix Suisse* : cette variable est utilisée pour rejeter des candidats électrons qui sont reconstruits en utilisant des dépôts d'énergies factices dans l'ECAL. Comme ils sont

observés dans des cristaux uniques, ces dépôts sont appelés *spikes*. Ces *spikes* ont été observées dès les premières données enregistrées dans le tonneau. On sait maintenant que celle-ci sont dues à des hadrons provenant de l'interaction proton-proton qui interagissent avec la matière des amplificateurs de lumière situés derrière les cristaux de l'ECAL dans le tonneau (photodiodes à avalanche) [31]. Ces *spikes* forment des superclusters caractérisés par un dépôt d'énergie important dans le cristal principal et des signaux dans les cristaux voisins compatibles avec du bruit électronique. La *Croix Suisse* est un estimateur du rapport entre le dépôt d'énergie dans le cristal principal et la somme des dépôts du supercluster, suivant cette formule [32] :

$$C_{\text{Suisse}} = 1 - \frac{E^{4 \times 4}}{E^1} \quad (5.7)$$

où  $E^{4 \times 4}$  est l'énergie déposée dans la matrice des  $4 \times 4$  cristaux en  $\eta \times \phi$  contenant le cristal principal et  $E^1$  est l'énergie déposée dans le cristal principal. Des valeurs élevées de la *Croix Suisse* ( $> 0.95$ ) correspondent à des superclusters provenant de *spikes* ; pour des électrons ayant un  $p_T$  de plus de 10 GeV, ce critère ( $C_{\text{Suisse}} < 0.95$ ) a un pouvoir de réjection sur les *spikes* de 99.2%.

## 5.2 Les critères de la sélection HEEP

Pour être sélectionnés dans cette thèse, les électrons doivent satisfaire aux critères de la sélection HEEP <sup>2</sup> et discutés dans la note du groupe de travail sur les objets électromagnétiques (E/gamma POG) [27]. Ces critères sont exposés à la table 5.1.

Du point de vue géométrique, les candidats électrons doivent se trouver dans le volume fiduciel du détecteur, c'est-à-dire que, dans le cas de CMS, la valeur absolue de leur pseudo-rapacité doit être inférieure à 2.5 . La partie non instrumentée de l'ECAL entre le tonneau et les bouchons ( $1.442 < |\eta_{SC}| < 1.560$  ; voir section 4.4) est toutefois exclue.

Les coupures de sélection ont pour but de maximiser l'efficacité de sélection pour les vrais électrons, ainsi que de rendre cette efficacité indépendante du  $p_T$  et du  $\eta$ , tout en réduisant le bruit de fond multijet à un niveau négligeable par rapport au processus de Drell-Yan.

Les coupures sont regroupées en critères géométriques, en coupures d'identification (l'électron reconstruit a-t'il une gerbe électro-magnétique et une trace caractéristiques d'un électron ?) et en coupures d'isolement (l'électron reconstruit est-il inclus dans un jet ?).

---

<sup>2</sup>Pour High Energy Electron Pairs

Variable	Tonneau	Bouchons
$p_T$	$> 25$ GeV	$> 25$ GeV
$ \eta_{SC} $	$< 1.442$	$1.56 <  \eta_{SC}  < 2.50$
<i>algorithme</i>	<i>ECAL</i>	<i>ECAL</i>
$\Delta\eta_{in}$	$< 0.005$	$< 0.007$
$\Delta\phi_{in}$	$< 0.09$	$< 0.09$
H/E	$< 0.05$	$< 0.05$
$E^{2\times5}/E^{5\times5}$	$> 0.94$ ou bien $E^{1\times5}/E^{5\times5} > 0.83$	-
$\sigma_{in\eta}$	-	$< 0.03$
$ISO_{ECAL} + ISO_{HCAL1}$	$< 2 + 0.03 \times p_T$ GeV	$< 2.5$ GeV pour $p_T < 50$ GeV ou $< 2.5 + 0.03 \times (p_T - 50)$ GeV
$ISO_{HCAL2}$	-	$< 0.5$ GeV
$ISO_{track}$	$< 7.5$ GeV	$< 15$ GeV
$C_{Suisse}$	$< 0.95$	-

TAB. 5.1 – Les critères de la sélection HEEP V3.0 [27]. Le premier groupe de critères concerne la cinématique, la région fiducielle de l’ECAL et le type d’algorithme de reconstruction de l’électron ; le second groupe concerne la qualité de l’association de la trace et de la gerbe, ainsi que la forme de la gerbe électromagnétique ; et le troisième groupe concerne l’isolement des électrons.

## 5.3 Echantillons utilisés

### 5.3.1 Echantillons de données (2010)

Les échantillons de données utilisés vont du run 141950 au run 148058 inclus (d'avril 2010 jusqu'à décembre 2010). Le premier run a été choisi afin d'avoir une sélection en ligne homogène pour toutes les données analysées (menu HLT V4). Les données prises avant ce run correspondent seulement à une luminosité intégrée de  $100 \text{ nb}^{-1}$ . Ces données ont été reconstruites avec la version 3\_8\_X du software CMSSW.

Pour la période correspondant au Run2010A (runs 141950 à 144114), l'échantillon suivant est utilisé :

/EG/Run2010A-Sep17ReReco-v2/RECO

Pour la période correspondant au Run2010B ( $\geq 146246$ ) les deux échantillons suivants sont utilisés :

- /Photon/Run2010B-PromptReco-v2/RECO
- /Electron/Run2010B-PromptReco-v2/RECO

Les événements sont regroupés en blocs de luminosité intégrée. Des critères portant sur la qualité des événements sont appliqués, comme par exemple des critères portant sur la reconstruction d'un vertex primaire et sur la réjection d'événements pathologiques. Le total des données accumulées en 2010, sélectionnées suivant des critères de qualité (Physics Validation), fournit un échantillon d'une luminosité correspondante à  $35 \text{ pb}^{-1}$ .

### 5.3.2 Simulations utilisées

Les échantillons simulés par Monte-Carlo *Spring10*, utilisant la description de CMS par le logiciel Geant [33], reconstruits avec la version 3\_5\_X du software CMSSW, ont été utilisés. La table 5.2 regroupe les échantillons ainsi que les sections efficaces utilisées dans cette analyse. Dans cette section et pour les sections suivantes portant sur l'analyse des données en 2010, les simulations sont normalisées pour une luminosité de  $35 \text{ pb}^{-1}$ .

Echantillons	Section efficace ( $pb$ )	Nb. évén.	Poids
/Zee/Spring10-START3X_V26_S09-v1/GEN-SIM-RECO	1666 (NNLO)	2461575	$1.142 \cdot 10^{-3}$
/DYToEE_M-120_7TeV-pythia6/Spring10-START3X_V26-v2/GEN-SIM-RECO	$7.7 \text{ (LO)} * 1.28$		
/DYToEE_M-200_7TeV-pythia6/Spring10-START3X_V26-v2/GEN-SIM-RECO	$0.938 \text{ (LO)} * 1.28$		
/DYToEE_M-500_7TeV-pythia6/Spring10-START3X_V26-v2/GEN-SIM-RECO	$0.0264 \text{ (LO)} * 1.28$		
/DYToEE_M-800_7TeV-pythia6/Spring10-START3X_V26-v2/GEN-SIM-RECO	$0.00321 \text{ (LO)} * 1.28$		
/Zmumu/Spring10-START3X_V26_S09-v1/GEN-SIM-RECO	1666 (NNLO)	2111268	$8.312 \cdot 10^{-4}$
/Ztautau/Spring10-START3X_V26_S09-v1/GEN-SIM-RECO	1666 (NNLO)	2195255	$7.994 \cdot 10^{-4}$
/TTbarJets-madgraph/Spring10-START3X_V26_S09-v1/GEN-SIM-RECO	157.5 (NLO)	1483404	$1.152 \cdot 10^{-4}$
/WWTo2L2Nu_7TeV-pythia6/Spring10-START3X_V26-v1/GEN-SIM-RECO	4.51 (NLO)	105445	$2.778 \cdot 10^{-5}$
/WJets-madgraph/Spring10-START3X_V26_S09-v1/GEN-SIM-RECO	31314 (NNLO)	10068895	$2.736 \cdot 10^{-3}$
/QCD_Pt15/Spring10-START3X_V26_S09-v1/GEN-SIM-RECO	$8.762e+08 \text{ (LO)}$	6190500	$1.415 \cdot 10^2$
/QCD_Pt30/Spring10-START3X_V26_S09-v1/GEN-SIM-RECO	$6.041e+07 \text{ (LO)}$	5269664	$1.146 \cdot 10^1$
/QCD_Pt80/Spring10-START3X_V26_S09-v1/GEN-SIM-RECO	$9.238e+05 \text{ (LO)}$	3221800	$2.867 \cdot 10^{-1}$
/QCD_Pt170/Spring10-START3X_V26_S09-v1/GEN-SIM-RECO	$2.547e+04 \text{ (LO)}$	3171950	$8.029 \cdot 10^{-3}$
/Zee_M20_CTEQ66-powheg/Spring10-START3X_V26-v2/GEN-SIM-RECO	1666 (NNLO)		

TAB. 5.2 – Echantillons simulés par Monte-Carlo utilisés par le groupe HEEP, ainsi que les sections efficaces des processus correspondants ([34], [35], [36] et [37]), les nombres d'événements simulés et les poids des événements utilisés. Les cinq premiers échantillons sont utilisés pour estimer le processus de Drell-Yan ; les quatre suivants sont utilisés pour estimer les bruits de fond dileptoniques autres que le processus de Drell-Yan se désintégrant en une paire électron-positron ; les cinq suivants sont utilisés pour étudier les bruits de fond dus à des processus incluant des jets ; et enfin le dernier est utilisé comme vérification de la forme du spectre de masse du processus de Drell-Yan au Leading Order (LO) et au Next-to Leading Order (NLO).

## 5.4 Distributions des variables de sélection

L'échantillon sélectionné pour le monitoring des variables est construit de façon à contenir de façon majoritaire de "vrais" électrons reconstruits dans le détecteur CMS. Les distributions sont montrées pour les candidats électrons qui satisfont à toutes les coupures de la sélection HEEP sauf celle qui concerne la variable qui est exposée. La présence d'un autre électron qui satisfait à toutes les coupures de la sélection HEEP est demandée d'autre part dans l'événement. Enfin, pour supprimer les objets erronément reconstruits comme des électrons, la paire de candidats électrons doit avoir une masse invariante proche de la masse du Z, entre 70 et 110 GeV.

Les distributions des variables concernant la forme de la gerbe, l'association avec la trace et l'isolement sont différentes pour les électrons émis dans le tonneau et dans les bouchons. Cet effet est simplement dû aux différences de géométrie de ces deux parties du détecteur, ainsi que de la topologie de l'événement sous-jacent. Dès lors, ces deux parties du détecteur sont analysées séparément.

La distribution de la variable cinématique  $\eta_{SC}$  est montrée à la figure 5.1, pour les électrons de plus petit  $p_T$  de la paire sélectionnée. Comme attendu, on observe la perte attendue d'acceptance, autant dans les données que dans les simulations, dans la fenêtre de

pseudorapidité  $1.4 < |\eta| < 1.6$ .

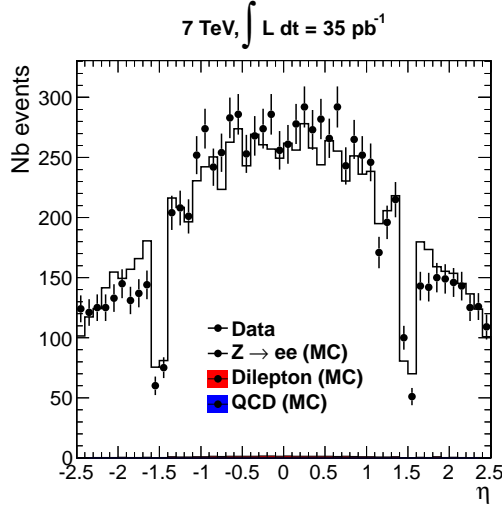


FIG. 5.1 – Distribution de la variable cinématique  $\eta_{SC}$  pour les données et les simulations. Les simulations sont normalisées à  $35 \text{ pb}^{-1}$  de luminosité intégrée, pour les électrons de plus petit  $p_T$  de la paire sélectionnée.

On observe aussi dans cette distribution un déficit d'électrons dans les bouchons dans les données, par rapport aux simulations. Ces distributions sont réalisées en triant les candidats électrons par ordre d'impulsion transverse. Ainsi, les électrons ayant la plus petite impulsion transverse de la paire d'électrons sont considérés pour les distributions suivantes (figures 5.1, 5.4 et les suivantes). Si on considère les deux électrons dans l'événement, on voit que ce déficit de candidats électrons dans les bouchons est fortement atténué, comme montré à la figure 5.2.

La figure 5.3 (à gauche) montre la distribution du spectre de masse invariante des paires électron-positron pour les événements où le candidat électron de plus petite impulsion transverse se trouve dans la partie positive du tonneau ( $0.00 < \eta_{SC} < 1.44$ ), tandis que la figure 5.3 (à droite) montre cette distribution pour les candidat électron de plus petite impulsion transverse se trouve dans la partie positive des bouchons ( $1.56 < \eta_{SC} < 2.50$ ), pour les données et les simulations. On voit que, pour les candidats électrons situés dans les bouchons, la masse invariante reconstruite dans les données est sous-estimée en moyenne de 4 GeV par rapport aux simulations alors que le biais n'est que de 1 GeV lorsque l'électron de plus petit  $p_T$  se trouve dans le tonneau.

Si on considère les distributions du spectre de l'impulsion transverse des candidats électrons de plus petite impulsion transverse qui se situent dans la partie positive du tonneau (figure 5.4 à gauche), ou dans la partie positive des bouchons (figure 5.4 à droite), la sous-



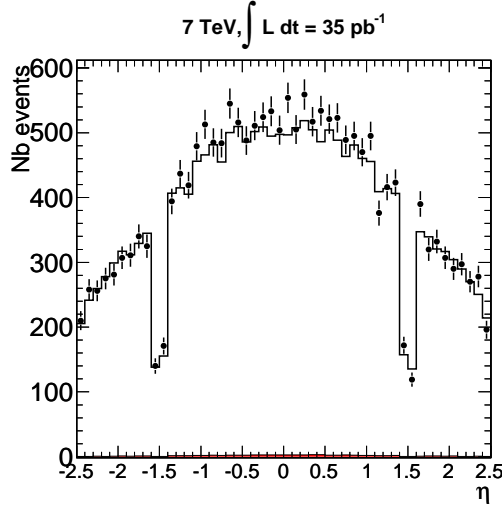


FIG. 5.2 – Distribution de la variable cinématique  $\eta_{SC}$  pour les données et les simulations (les deux électrons de l'événement sont considérés dans cette distribution, contrairement à la figure 5.1).

estimation de l'impulsion transverse du candidat électron est visible. Ce biais dans la reconstruction de l'impulsion transverse du candidat électron provoque un déficit de candidats électrons sélectionnés dans les bouchons, comme observé dans la figure 5.1.

Cette sous-estimation ne cause pas de perte d'efficacité dans la région du signal de l'analyse HEEP ( $M_{ee} > 200$  GeV). Elle n'est cependant pas corrigée dans notre analyse des données 2010 et est prise en compte dans les incertitudes systématiques.

Dans la suite de ce chapitre, seules les distributions des variables relatives aux électrons de plus petit  $p_T$  de l'événement seront montrées. Ces différentes variables ont en effet été comparées pour les électrons de plus grand et de plus petit  $p_T$  de l'événement, et aucune différence notable n'a été constatée, excepté pour la distribution de l'impulsion transverse.

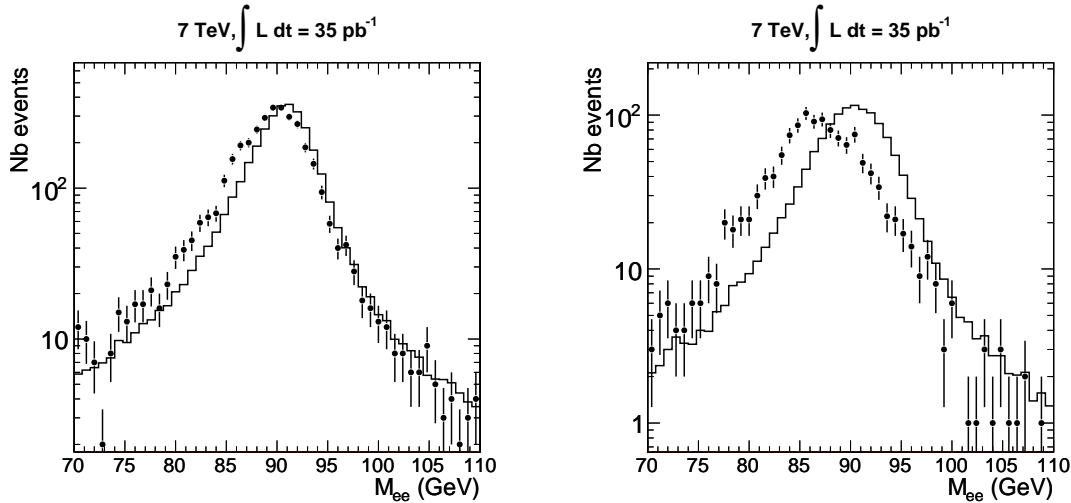


FIG. 5.3 – Distributions du spectre de masse invariante des paires électron-positron pour les événements où le candidat électron de plus petite impulsion transverse de l'événement se trouve (à gauche) dans la partie positive du tonneau ( $0.00 < \eta_{SC} < 1.44$ ), et (à droite) dans la partie positive des bouchons ( $1.56 < \eta_{SC} < 2.50$ ).

#### 5.4.1 Electrons dans le tonneau

##### Distribution du $p_T$

La distribution de la variable cinématique  $p_T$  est montrée à la figure 5.5 pour les candidats électrons dans les données et les simulations pour le tonneau. La distribution de l'impulsion transverse montre un bon accord dans la région des grands  $p_T$ . Cette région de grandes impulsions transverses doit être contrôlée avec soin, car elle est importante dans l'analyse HEEP. Un accord entre les simulations et les données pour la queue du spectre en  $p_T$  montre entre autres que le bruit de fond multijet est faible et bien contrôlé dans les données.

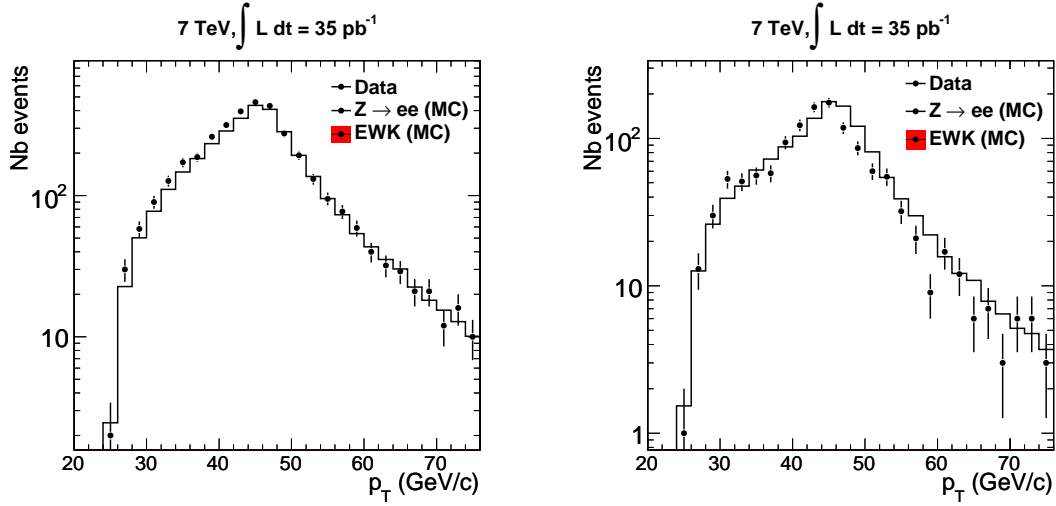


FIG. 5.4 – Distributions de l’impulsion transverse des candidats électrons de plus petite impulsion transverse de l’événement qui se situent (à gauche) dans la partie positive du tonneau ( $0.00 < \eta_{SC} < 1.44$ ), et (à droite) dans la partie positive des bouchons ( $1.56 < \eta_{SC} < 2.50$ ).

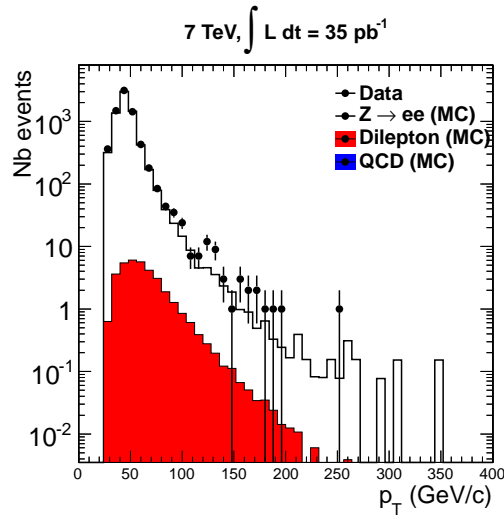


FIG. 5.5 – Distribution de la variable cinématique  $p_T$  pour les données et les simulations pour le tonneau.

### Variables d'identification

Les distributions des variables d'identification  $\Delta\eta_{in}$ ,  $\Delta\phi_{in}$ , H/E,  $E^{1\times5}/E^{5\times5}$ ,  $E^{2\times5}/E^{5\times5}$  et  $C_{Suisse}$  sont montrées à la figure 5.6 pour les candidats électrons dans le tonneau. On peut observer un bon accord entre les données et les simulations. La variable d'identification  $\Delta\eta_{in}$  semble être caractérisée cependant par un RMS sensiblement plus grand dans les données que dans les simulations. La fraction des électrons rejetés par la coupure ( $|\Delta\eta_{in}| < 0.005$ ) est de  $2.4 \pm 0.1$  (stat) % dans les données et de  $2.1 \pm 0.1$  (stat) % dans les simulations.

En ce qui concerne la variable H/E, on peut remarquer que les valeurs de H/E qui sont plus grandes que 0.1 sont éliminées dans les données, ceci étant dû aux coupures de préselection sur les candidats électrons [26].

Des valeurs grandes de la *Croix Suisse* ( $> 0.95$ ) correspondent à des superclusters provenant de *spikes*. Dans la figure, ces *spikes* n'apparaissent pas, car les candidats électrons qui possèdent une valeur de la variable *Croix Suisse* plus grande que 0.95 sont rejetés lors de la reconstruction des événements. Un bon accord est observé entre les distributions.

En conclusion, ces variables d'identification, utilisées pour les critères de la selection HEEP, sont bien décrites par les simulations Monte-Carlo.

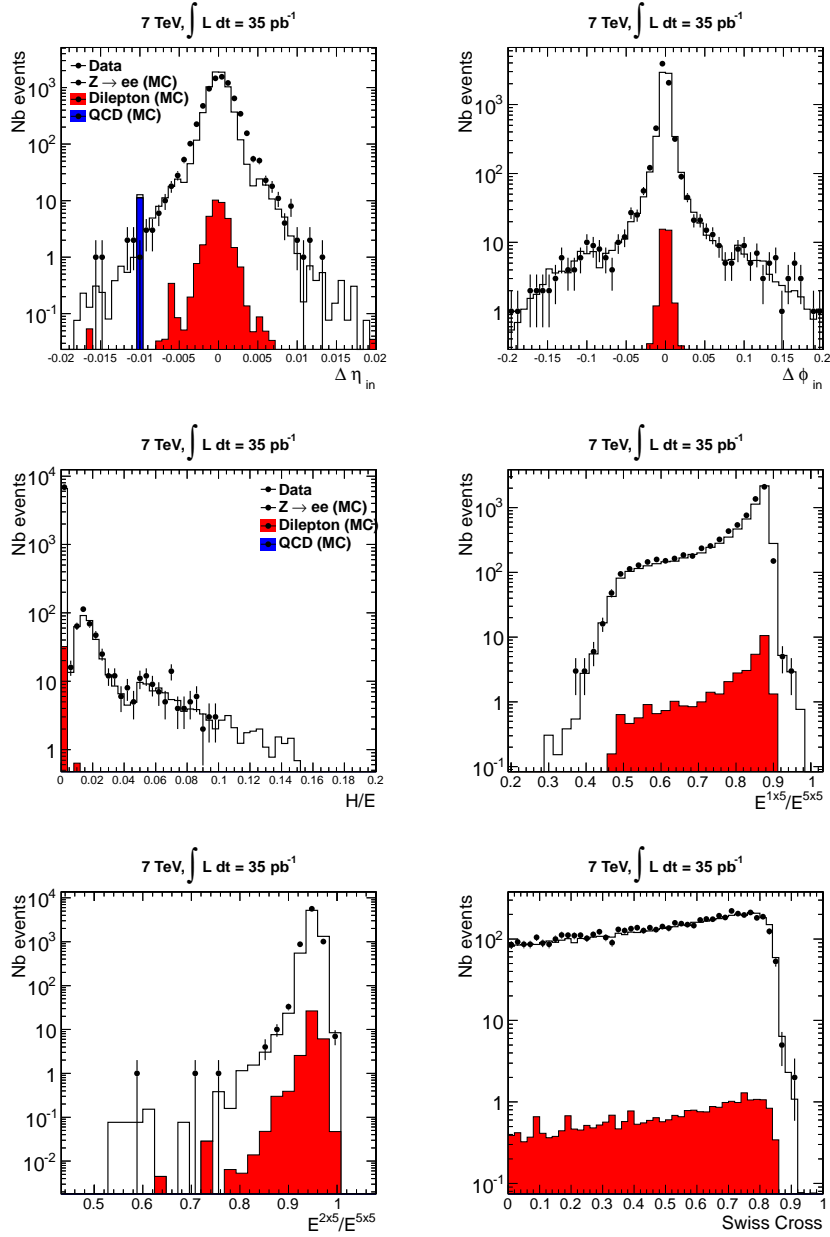


FIG. 5.6 – Distributions des variables d'identification (en haut à gauche)  $\Delta\eta_{in}$ , (en haut à droite)  $\Delta\phi_{in}$ , (au milieu à gauche) H/E, (au milieu à droite)  $E^{1\times 5} / E^{5\times 5}$ , (en bas à gauche)  $E^{2\times 5} / E^{5\times 5}$  et enfin (en bas à droite)  $C_{Suisse}$  pour les données et les simulations pour le tonneau.

### Variables d'isolement

Les distributions des variables d'isolement  $ISO_{\text{ECAL}} + ISO_{\text{HCAL1}}$  et  $ISO_{\text{track}}$  des candidats électrons sont montrées à la figure 5.7 pour le tonneau. Les distributions relatives à l'isolement sont en assez bon accord pour les données et les simulations dans le tonneau.

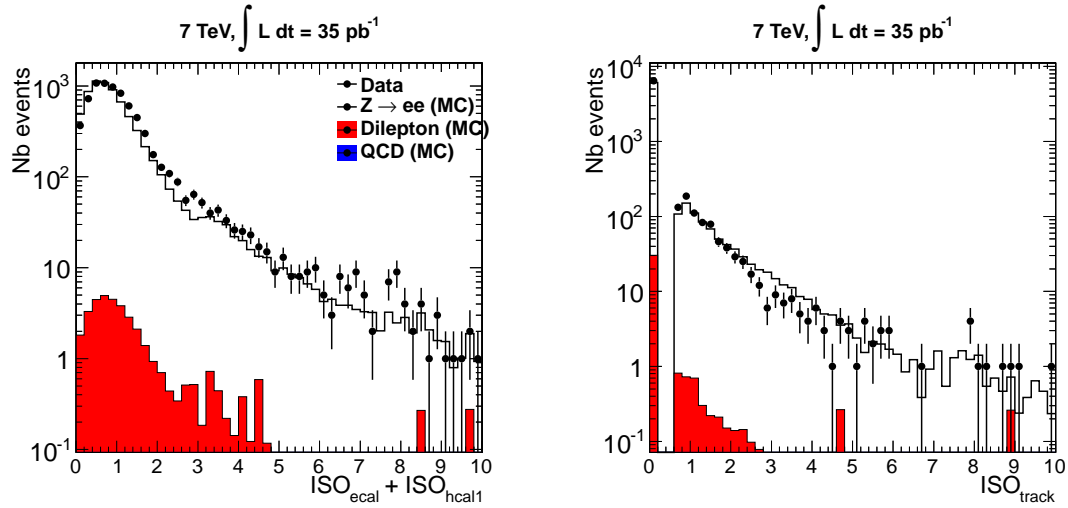


FIG. 5.7 – Distributions des variables d'isolement (à gauche)  $ISO_{\text{ECAL}} + ISO_{\text{HCAL1}}$  et (à droite)  $ISO_{\text{track}}$  pour les électrons du tonneau.

### 5.4.2 Electrons dans les bouchons

#### Distribution du $p_T$

La distributions de la variable cinématique  $p_T$  sont montrées à la figure 5.8 pour les candidats électrons dans les données et les simulations pour les bouchons. La sous-estimation du  $p_T$  de l'électron de 4%, discutée plus haut à la section 5.4, est visible. A part cela, le spectre à grande impulsion transverse est bien décrit par les simulations.

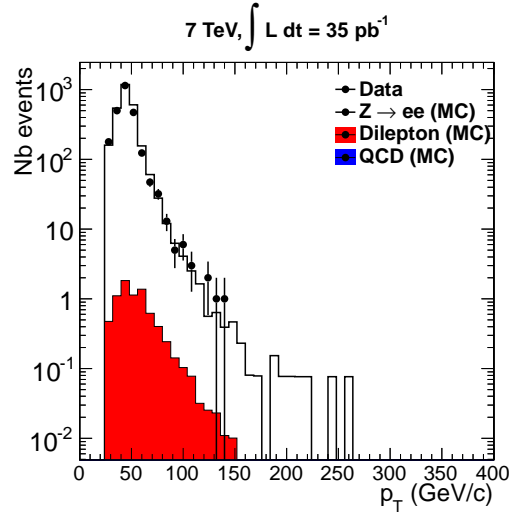


FIG. 5.8 – Distribution de la variable cinématique  $p_T$  pour les données et les simulations pour les bouchons.

#### Variables d'identification

Les distributions des variables d'identification  $\Delta\eta_{in}$ ,  $\Delta\phi_{in}$ ,  $H/E$  et  $\sigma_{i\eta i\eta}$  sont montrées à la figure 5.9 pour les bouchons. On observe un bon accord entre les données et les simulations, comme pour les figures observées dans le tonneau.

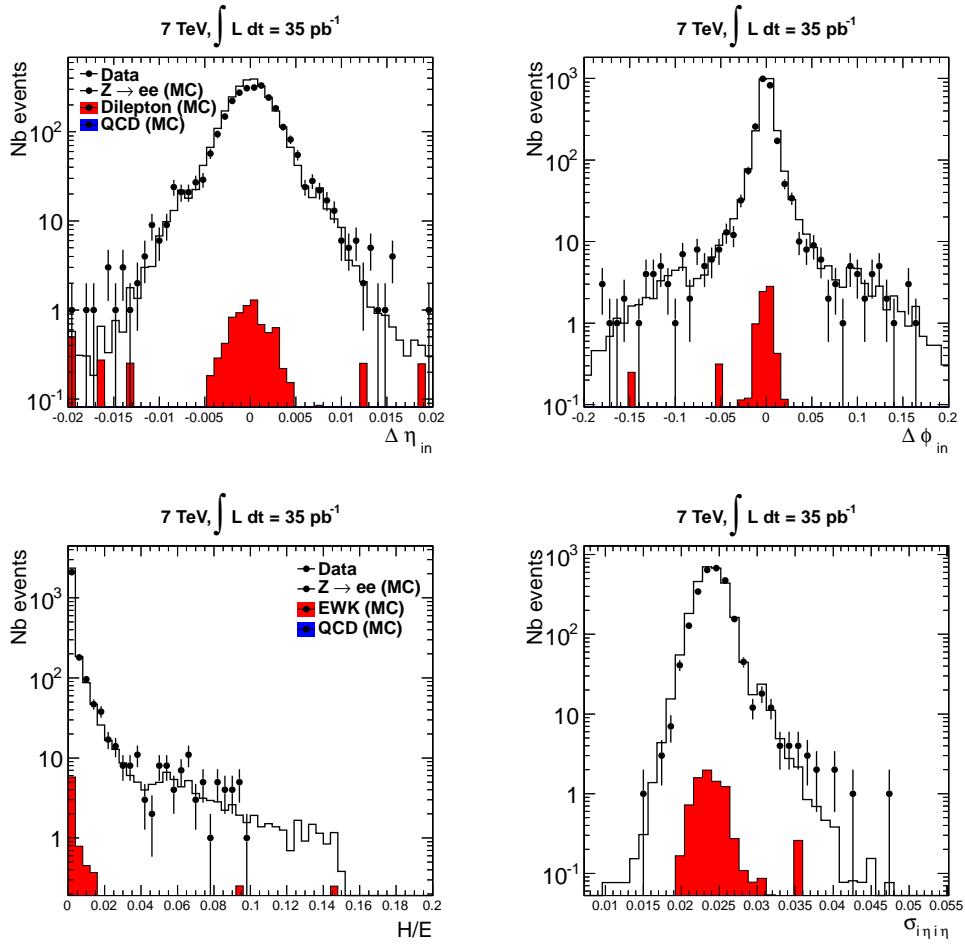


FIG. 5.9 – Distributions des variables d’identification (en haut à gauche)  $\Delta\eta_{in}$ , (en haut à droite)  $\Delta\phi_{in}$ , (en bas à gauche) H/E et (en bas à droite)  $\sigma_{\eta in}$  pour les données et les simulations pour les bouchons.

### Variabes d’isolement

Les distributions des variables d’isolement  $Iso_{Ecal} + Iso_{Hcal1}$ ,  $Iso_{Hcal2}$  et  $Iso_{track}$  sont montrées à la figure 5.10 pour les bouchons. On peut observer un bon accord entre les données et les simulations.

## 5.5 Conclusions

En utilisant les données prises à 7 TeV en 2010, nous avons comparé les différentes variables qui entrent dans la composition de la sélection HEEP, au pic du Z, pour les



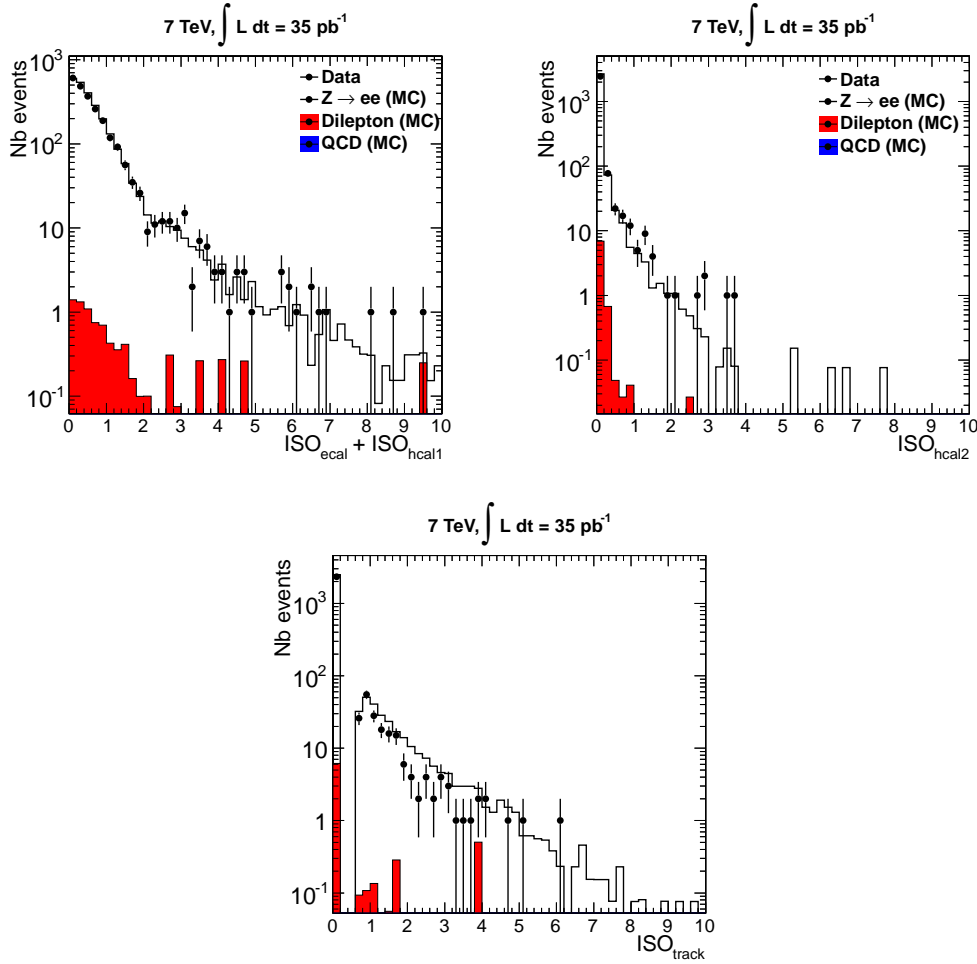


FIG. 5.10 – Distributions des variables d’isolement (en haut à gauche)  $ISO_{\text{ECAL}} + ISO_{\text{HCAL1}}$ , (en haut à droite)  $ISO_{\text{HCAL2}}$  et (en bas)  $ISO_{\text{track}}$  pour les bouchons.

données et les simulations. Les distributions de ces différentes variables présentent un bon accord général entre les données et les simulations, ce qui donne confiance en la simulation détaillée de la réponse du détecteur CMS, ainsi qu’en la simulation de l’événement sous-jacent, qui contribue à l’activité mesurée près des leptons.

De plus, la simulation des processus  $Z \rightarrow ee$  et des processus  $t\bar{t}$ ,  $tW$  et  $WW$  suffit à décrire les données, ce qui indique que le bruit de fond multijet est fortement réduit. Une quantification de ce bruit de fond multijet sera donnée à la section 6.6.1.



## Chapitre 6

# Recherche de nouvelle physique dans le canal di-électron à 7 TeV en 2010

### 6.1 Stratégie d'analyse

Le processus de Drell-Yan, processus du Modèle Standard ayant comme état final une paire électron-positron, a été présenté à la section 2.1. Dans ce même chapitre, les modèles prédisant la production d'une nouvelle résonance dans le spectre de masse  $e^+e^-$  provenant de processus au-delà du Modèle Standard ont aussi été présentés (à la section 2.2).

Ce chapitre décrit la recherche de nouvelles signatures de résonances dans le spectre de masse invariante des paires électron-positron. Cette étude est réalisée en utilisant l'ensemble des données recueillies par le détecteur CMS en 2010 à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV, soit  $35 \text{ pb}^{-1}$ . Cette étude entière réalisée par le groupe HEEP (pour High Energy Electron Pairs) [38] a abouti à une publication de la collaboration CMS [39] et à la note interne correspondante [40].

Pendant les premières années de prise de données, pendant laquelle une quantité de données correspondant à une luminosité limitée est prise, et pendant laquelle le détecteur se trouve encore dans une phase de calibration, la priorité du groupe HEEP est mise sur la détection d'un signal clair, comme les résonances massives clairement identifiables comme des pics dans le spectre de masse invariante des paires électron-positron.

L'analyse HEEP consiste à rechercher une résonance dans le spectre de masse invariante des paires électron-positron, dans une région de masse invariante supérieure à celle exclue au Tevatron ( $M_{ee} > 1 \text{ TeV}$ , les limites dépendant légèrement des résonances considérées - voir section 2.3). A défaut, l'analyse permettra de déterminer des limites supérieures sur la section efficace de production de paires d'électrons provenant de telles résonances.

Auprès d'un collisionneur, la section efficace d'un processus s'estime comme ceci :

$$\sigma = \frac{N^{\text{obs}} - N_{\text{fond}}^{\text{est}}}{A_{ee}^{MC} \epsilon_{ee}^{\text{est}} \int L(t) dt} \quad (6.1)$$

où  $N^{\text{obs}}$  est le nombre d'événements observé dans les données dans l'intervalle de masse considéré;  $N_{\text{fond}}^{\text{est}}$  est l'estimation du nombre d'événements dus à des processus de bruit de fond dans l'échantillon de données;  $A_{ee}^{MC}$  est l'acceptance du signal dans le volume fiduciel du détecteur et pour les coupures cinématiques sur l'impulsion transverse des particules dans l'état final, déterminée par les simulations;  $\epsilon_{ee}^{\text{est}}$  est l'efficacité de reconstruction du signal dans le détecteur; et enfin  $L(t)$  est la luminosité instantanée du collisionneur.

La stratégie HEEP consiste à exploiter les différentes régions du spectre de masse des paires électron-positron pour rechercher une nouvelle résonance massive, extraire les informations essentielles à la mesure d'une section efficace de production de paires  $e^+e^-$  comme les efficacités de reconstruction et de sélection des candidats électrons et les taux de bruit de fond, et finalement vérifier la réponse du détecteur CMS et les procédures de reconstruction. Ainsi, trois régions du spectre de masse invariante des paires électron-positron sont définies :

- La région du pic du Z ( $60 \text{ GeV} < M_{ee} < 120 \text{ GeV}$ ) : cette région bénéficie d'une grande quantité de signal (le processus irréductible de Drell-Yan) pour un taux de bruit de fond négligeable. Cette région est utilisée pour extraire des données l'efficacité de sélection des leptons. Cette région est aussi utilisée pour la normalisation du spectre simulé, pour s'affranchir de l'incertitude sur la mesure de la luminosité intégrée (11%). Cette région contient essentiellement des électrons de petite impulsion transverse ( $p_T \sim M_Z/2$ ).
- La région de contrôle ( $120 \text{ GeV} < M_{ee} < 200 \text{ GeV}$ ) : la section efficace différentielle du processus de Drell-Yan est déterminée avec une bonne précision statistique et comparée à la prédiction du Modèle Standard. En effet, les résultats récents du Tevatron n'ont montré aucun signe de nouvelle physique dans cette région. La détermination de l'accord entre les prédictions du Modèle Standard et les données est utilisé pour démontrer que les performances du détecteur ainsi que les critères de sélection, la reconstruction des événements et les bruits de fond sont bien compris.
- La région de découverte ( $M_{ee} > 200 \text{ GeV}$ ) : cette région est dédiée à la recherche directe de nouvelles résonances massives se désintégrant en une paire électron-positron (voir section 2.2). On teste la présence d'une résonance dans le spectre  $M_{ee}$ , par rapport à l'hypothèse d'un spectre composé uniquement de bruit de fond. Bien sûr, on ne s'attend pas à observer de pic aux valeurs proches de 200 GeV. Le test d'hypothèse devant être négatif, ceci fournit un contrôle supplémentaire de la validité de l'analyse. Les événements de plus grande masse invariante dans cet échantillon sont aussi scannés en grand détail afin de comprendre leurs caractéristiques.

La structure de ce chapitre est la suivante. Premièrement, les échantillons, la sélection des événements et le système de déclenchement sont présentés respectivement aux sections 6.2, 6.3 et 6.4. La mesure des efficacités de reconstruction et de sélection des événements est présentée à la section 6.5. Les bruits de fond attendus et les méthodes utilisées pour leur estimation, basées sur les données, sont décrites à la section 6.6. Le bruit de fond dileptonique est étudié en détail au chapitre 7. Le spectre de masse des paires électron-positron est exposé à la section 6.7. Enfin, la méthode statistique pour établir les limites sur les modèles de nouvelle physique, ainsi que les résultats obtenus par le groupe HEEP pour la collaboration CMS, sont présentés à la section 6.8.

## 6.2 Echantillons utilisés

La liste complète des échantillons de données et des simulations utilisées dans cette analyse est donnée à la section 5.3.

## 6.3 Sélection des événements

Les événements qui entrent dans le spectre de masse ee sont sélectionnés en demandant le déclenchement du *trigger di-photon* (voir section 6.4). Les événements sont sélectionnés s'ils contiennent au moins deux candidats électrons passant les coupures de la sélection HEEP (voir section 5.2). Si l'événement contient plus de deux candidats passant les critères HEEP, les 2 candidats électrons de plus grande impulsion transverse sont considérés. Les candidats électrons doivent en outre avoir une impulsion transverse  $p_T > 25$  GeV et au moins un de ces deux candidat doit être reconstruit dans le tonneau de l'ECAL. Les événements où les deux candidats électrons sont situés dans les bouchons de l'ECAL ne sont pas considérés car ces événements comportent une faible fraction de signal et comporte beaucoup de bruit de fond multijet. Aucun autre critère n'est appliqué aux événements.

## 6.4 Systèmes de déclenchement utilisés

La liste des systèmes de déclenchement (*triggers*) utilisés est montrée dans la table 6.1. Les quatre triggers utilisés pour le signal demandent la présence de 2 superclusters ayant un  $p_T > X$  GeV où X est le nombre qui figure dans leurs noms. Dans le run 2010A (runs  $\leq 144114$ ), aucun critère sur le H/E n'est appliqué, tandis que dans le run 2010B (runs  $\geq 146426$ ) les deux superclusters doivent avoir une valeur de H/E  $< 0.15$ . Cette valeur de la coupure sur la variable H/E est identique à la valeur de la coupure H/E après la reconstruction complète des événements. Néanmoins, la variable H/E à l'origine de la coupure au niveau du trigger dans le run 2010B est calculée en utilisant des valeurs de calibration et de seuils légèrement différentes, et en utilisant un cône de  $\Delta R = 0.14$  (plutôt que 0.15 pour la reconstruction complète des événements).

Ainsi, les efficacités de ces deux triggers seront très proches pour sélectionner un électron HEEP, puisque la sélection HEEP demande  $H/E < 0.05$ . A partir du run 147196, un nouveau type de trigger Di-Photon est implémenté. Celui-ci demande qu'un seul supercluster de plus de 8 GeV d'énergie transverse soit validé par le niveau L1.

Trigger	Critère L1	Fenêtre des runs	But du trigger
HLT_DoublePhoton20_L1R	L1_DoubleEG5	140160-144114	Signal ; <i>tag</i> et <i>probe</i>
HLT_DoublePhoton17_L1R	L1_DoubleEG5	146426-147119	Signal ; <i>tag</i> et <i>probe</i>
HLT_Photon17_SC17HE_L1R	L1_SingleEG8	147196-148058	Signal ; <i>tag</i> et <i>probe</i>
HLT_Photon22_SC22HE_L1R	L1_SingleEG8	$\geq 148822$	Signal ; <i>tag</i> et <i>probe</i>
HLT_Photon20_Cleaned_L1R	L1_SingleEG8	$\geq 140160$	Br. fond multijet
HLT_Photon30_Cleaned_L1R	L1_SingleEG8	$\geq 140160$	Br. fond multijet
HLT_Photon50_Cleaned_L1R	L1_SingleEG8	$\geq 140160$	Br. fond multijet
HLT_Photon70_Cleaned_L1R_v1	L1_SingleEG8	$\geq 148822$	Br. fond multijet
HLT_Ele20_SW_L1R	L1_SingleEG8	140160-144114	Méthode $e\mu$
HLT_Ele17_SW_TightEleId_L1R	L1_SingleEG8	146426-147119	Méthode $e\mu$
HLT_Ele17_SW_TightEleId_L1R_v1	L1_SingleEG8	147196-148058	Méthode $e\mu$
HLT_Ele22_SW_TightEleId_L1R_v2	L1_SingleEG8	148822-149064	Méthode $e\mu$
HLT_Ele22_SW_TightEleId_L1R_v3	L1_SingleEG8	$\geq 149065$	Méthode $e\mu$

TAB. 6.1 – Les triggers utilisés par l'analyse HEEP, ainsi que les fenêtres des runs. Pour les triggers contenant "EleId" dans leurs noms, cela signifie que la reconstruction en temps réel de la trace est demandée.

Pour l'étude portant sur les bruits de fonds, les triggers Single-Photon et Single-Electron sont utilisés. Tandis que le trigger Single-Photon est prescalé, ce qui n'est pas un problème puisque le bruit de fond multijet est suffisamment abondant, le trigger Single-Electron ne l'est pas, ce qui permet d'étudier efficacement les bruits de fond dileptoniques (voir chapitre 7).

## 6.5 Efficacités de reconstruction et de sélection

Les efficacités de reconstruction et de sélection des candidats électrons sont estimées par Monte Carlo, et corrigées par le rapport des efficacités moyennes mesurées au pic du Z dans les données et dans les simulations par la méthode *tags* et *probes* ([41] et [35]). Ceci permet de corriger les courbes d'efficacité en fonction de  $p_T$  et  $\eta$  fournies par les simulations par comparaison avec les données dans un domaine cinématique bien compris, et d'utiliser les simulations pour déterminer l'évolution de l'efficacité en fonction de l'impulsion transverse et de la pseudorapidité des électrons.

### 6.5.1 La méthode *tags* et *probes* au pic du Z

Les événements contenant une paire de candidats électrons sont sélectionnés, pour autant qu'un de ces deux candidats électrons satisfait à un critère de sélection strict ; cet électron s'appelle le *tag*. L'autre candidat, le *probe*, satisfait à des critères moins stricts, en particulier

le critère dont on veut mesurer l'efficacité n'est pas appliqué. Pour obtenir un échantillon très pur, la masse invariante de la paire *tag* et *probe* doit être voisine du pic du Z, on demande qu'elle soit comprise entre 80 et 100 GeV.

Soit  $N_{TT}$  le nombre de paires *tags* et *probes* dont les *probes* satisfont les critères des *tags*,  $N_{TP}$  le nombre total de paires *tags* et *probes*,  $\epsilon$  l'efficacité pour les *probes* de satisfaire les critères des *tags* et  $N_Z$  le nombre d'événements attendus dans la fenêtre de masse invariante centrée sur le pic du Z, les relations suivantes sont vérifiées :

$$N_{TT} = \epsilon^2 N_Z \quad (6.2)$$

et

$$N_{TP} = 2\epsilon(1 - \epsilon) N_Z \quad (6.3)$$

Dès lors, l'efficacité  $\epsilon$  peut être déterminée simplement avec les valeurs de  $N_{TT}$  et  $N_{TP}$  grâce à cette relation :

$$\epsilon = \frac{2N_{TT}}{2N_{TT} + N_{TP}} \quad (6.4)$$

De plus, l'efficacité de reconstruction et de sélection des électrons peut se factoriser selon ces deux termes :

$$\epsilon = \epsilon_{\text{cand}} \times \epsilon_{\text{sel}} \quad (6.5)$$

où  $\epsilon_{\text{cand}}$  est l'efficacité de reconstruction pour un candidat électron ; et  $\epsilon_{\text{sel}}$  est l'efficacité pour un candidat électron reconstruit de satisfaire les critères de sélection HEEP.

### 6.5.2 Efficacités de reconstruction

$\epsilon_{\text{cand}}$  est commun à beaucoup d'analyses CMS ; il a été mesuré par le groupe électrofaible [35] et vaut  $98.6 \pm 0.5 \%$  dans le tonneau et  $96.2 \pm 0.8\%$  dans les bouchons. Les facteurs de correction correspondants (données/MC) ont été estimés à une valeur de  $1.001 \pm 0.005$  (tot) et  $0.999 \pm 0.009$  (tot) dans le tonneau et les bouchons respectivement.

### 6.5.3 Efficacités de sélection

$\epsilon_{\text{sel}}$  est spécifique à la sélection HEEP et est déterminé ici selon les critères suivants. Les *tags* sont contraints de satisfaire aux critères de la sélection HEEP, et les *probes* sont des candidats électrons satisfaisant aux critères de préselection. Ces critères de préselection des candidats électrons reconstruits concernent l'ajustement entre la trace et les dépôts d'énergie du candidat [25]. Les paires *tags* et *probes* doivent former une masse invariante satisfaisant à  $80 \text{ GeV} < M_{ee} < 100 \text{ GeV}$ . De plus, pour diminuer les biais dus à la présence de jets venant de processus multijet, d'autres coupures sont appliquées : les *tags* doivent se situer dans le tonneau ( $|\eta_{SC}| < 1.442$ ), le rapport  $E/p$  des *tags* doit être inférieur à 1.5 et les paires *tags* et *probes* doivent être de charges opposées.

Un total de 12553 paires *tags* et *probes* venant des données sont utilisées. La figure 6.1 représente le spectre de masse invariante des paires *tags* et *probes* avant et après les coupures

additionnelles décrites ci-dessus. Après ces coupures, le taux de bruit de fond estimé par les simulations Monte Carlo est de 0.6 %.

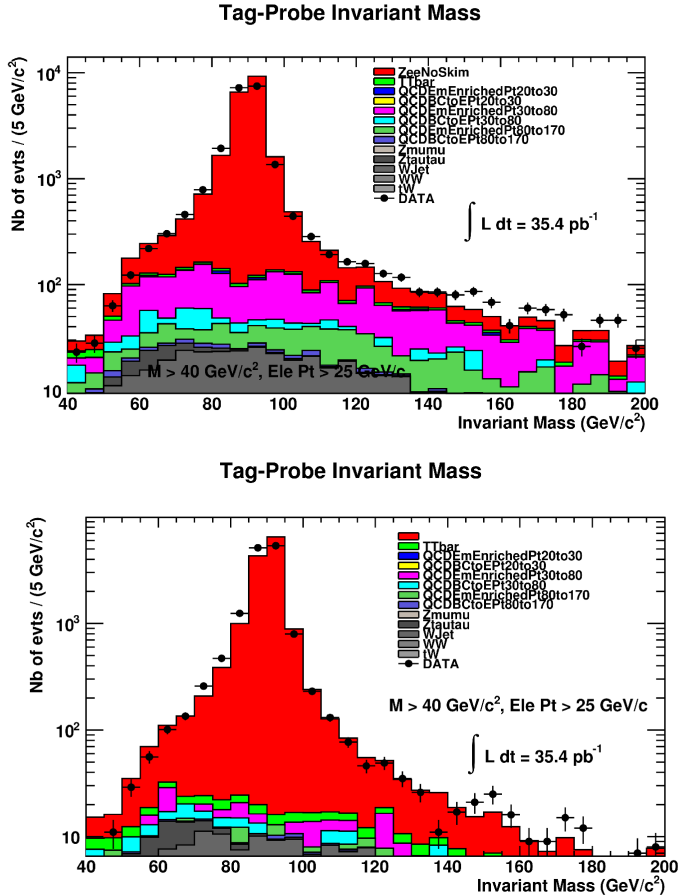


FIG. 6.1 – Spectre de masse invariante des paires *tags* et *probes* avant (en haut) et après (en bas) les coupures additionnelles pour diminuer le taux de bruit de fond, pour les données et les simulations [40].

La table 6.2 donne les efficacités  $\epsilon_{\text{sel}}$  déterminées pour la sélection HEEP séparément dans le tonneau et les bouchons de l'ECAL pour les données et les simulations par Monte Carlo. On peut constater que ces efficacités sont systématiquement plus basses dans les données que dans les simulations d'environ 1 à 2 %. Les facteurs de correction des simulations pour le tonneau et les bouchons, ainsi que les erreurs statistiques et systématiques correspondantes, sont aussi présentés. Les erreurs statistiques dominent par rapport aux erreurs systématiques. Les erreurs systématiques sont calculées en appliquant une incertitude de 50% sur le taux de bruit de fond.



	$\epsilon_{\text{sel}}$ (tonneau)	$\epsilon_{\text{sel}}$ (bouchons)
Drell-Yan (MC)	$93.9\% \pm 0.0\%$ (stat.)	$91.6\% \pm 0.1\%$ (stat.)
Drell-Yan + br. de fond (MC)	$93.5\% \pm 0.0\%$ (stat.)	$91.2\% \pm 0.1\%$ (stat.)
Données	$91.4\% \pm 0.3\%$ (stat.)	$90.6\% \pm 0.6\%$ (stat.)
Fact. de corr.	$0.978 \pm 0.003$ (stat.) $\pm 0.002$ (syst.)	$0.994 \pm 0.006$ (stat.) $\pm 0.002$ (syst.)

TAB. 6.2 – Efficacités déterminées pour la sélection HEEP séparément pour les électrons dans le tonneau et les bouchons pour les simulations (le processus de Drell-Yan seulement premièrement, et ensuite tous les processus contribuant) ainsi que pour les données. La dernière ligne montre les facteurs de correction pour le tonneau et les bouchons, ainsi que les erreurs statistiques et systématiques correspondantes [40].

Enfin, la figure 6.2 montre les valeurs de  $\epsilon_{\text{sel}}$  en fonction du  $p_T$  et du  $\eta$  de l'électron. Le facteur de correction est raisonnablement constant en fonction de l'impulsion transverse pour des électrons de  $p_T > 40$  GeV correspondant à la région du signal ( $M_{ee} > 200$  GeV) mais la détermination de celui-ci souffre d'une incertitude statistique de  $\sim 4\%$ .

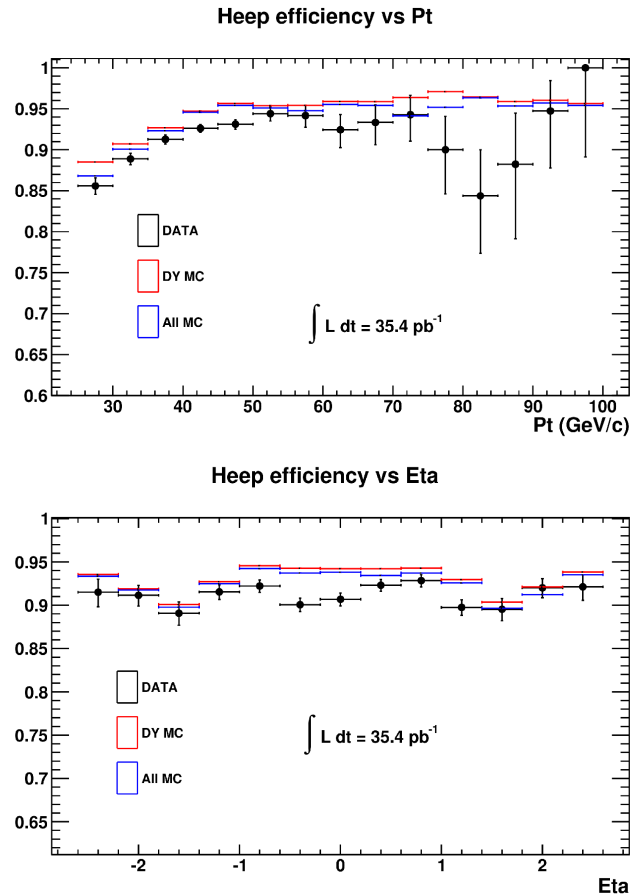


FIG. 6.2 – Valeurs de  $\epsilon_{\text{sel}}$  pour la sélection HEEP par la méthode *tags* et *probes*, en fonction de l'impulsion transverse (en haut) et du  $\eta$  (en bas) de l'électron. Les résultats sont donnés pour les données en noir, pour la simulation du processus de Drell-Yan seul en rouge et pour les simulations du Drell-Yan et des autres bruits de fond en bleu [40].

## 6.6 Estimation des bruits de fond

### 6.6.1 Les bruits de fond avec jets

Les bruits de fond caractérisés par la présence de jets de particules faussement identifiés comme des électrons sont essentiellement dus aux processus multijet, où deux jets sont erronément identifiés comme des électrons, et aux processus  $W$ +jets, qui sont des événements caractérisés par un vrai électron provenant de la désintégration d'un boson  $W$  et d'un jet faussement identifié comme un électron.

La somme des bruits de fonds dus aux jets est estimée par la méthode *fake rate*. Cette

méthode se base sur la mesure sur les données de la probabilité qu'un jet soit reconstruit comme un électron et passe les critères de sélection HEEP ; cette probabilité est appelée le *fake rate*.

### Mesure du *fake rate*

Le *fake rate* est mesuré depuis les événements qui sont déclenchés par le trigger Single Photon. Pour s'assurer que cet échantillon soit dominé par les processus contenant des jets, les critères suivants sont demandés :

- Pas plus d'un candidat électron ; ceci réduit le nombre d'événements  $\gamma/Z \rightarrow ee$ .
- Un critère sur l'énergie transverse manquante :  $MET < 20$  GeV pour rejeter les événements W+jet.

Le *fake rate* est alors estimé comme le rapport du nombre de candidats électrons qui satisfont à la sélection HEEP sur le nombre de superclusters avec  $H/E < 0.05$  , pour autant que l'événement passe les coupures de sélection ci-dessus. La figure 6.3 représente l'estimation du *fake rate* ; on peut noter que la dépendance du *fake rate* avec la pseudorapidité est grande dans les bouchons, ce qui justifie l'utilisation de deux catégories de candidats, les candidats avec  $1.56 < |\eta| < 2.00$  et ceux avec  $2.00 < |\eta| < 2.50$ .

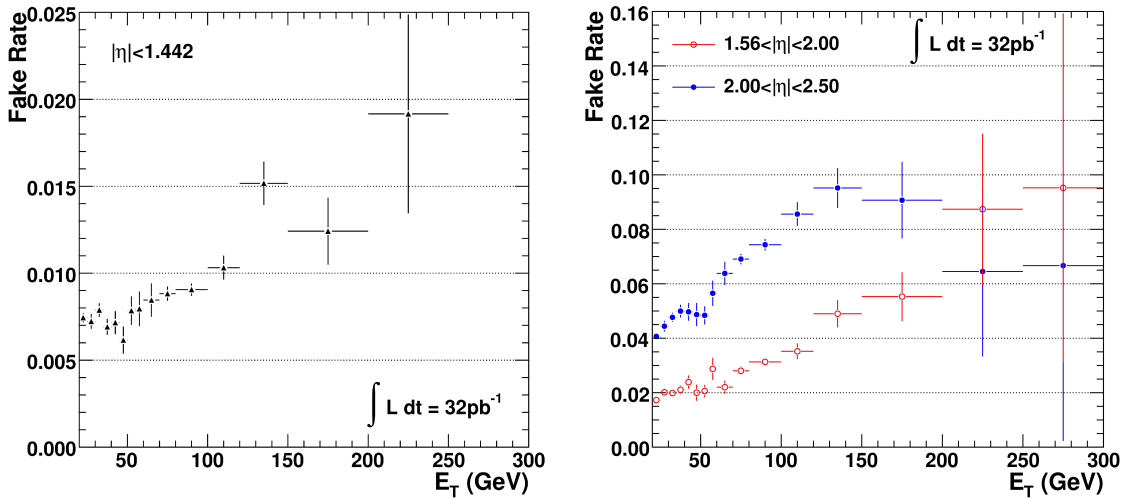


FIG. 6.3 – La probabilité, ou *fake rate*, en fonction de la variable  $E_T$  pour un jet qui a été reconstruit comme un supercluster avec  $H/E < 0.05$  de satisfaire aux critères de sélection HEEP, pour le tonneau (à gauche) et les bouchons (à droite) [40].

### Estimation du spectre de masse des processus avec *jets*

Le bruit de fond multijet est estimé depuis un échantillon d'événements qui satisfont aux critères de sélection appliqués pour la mesure du *fake rate*, et contenant un électron satisfaisant aux critères de sélection HEEP et un supercluster caractérisé par  $H/E < 0.05$ . Ces événements sont alors pondérés par la valeur du *fake rate* correspondant à la valeur du  $p_T$  et du  $\eta$  du supercluster en question. Le bruit de fond jets peut aussi être évalué à partir d'événements où deux superclusters avec  $H/E < 0.05$  sont demandés, en pondérant alors les événements par le produit de leur *fake rate* respectif dépendant de leur  $p_T$  et  $\eta$ .

L'échantillon 1 HEEP + 1 supercluster est contaminé par les événements  $Z \rightarrow ee$ . La contribution des événements  $Z \rightarrow ee$  à l'estimation du bruit de fond multijet est estimée par simulation et montrée à la figure 6.4. Cette contribution est négligeable dans la région du signal et n'est pas soustraite.

La contribution du processus  $W + \text{jet}$  est par contre absente de l'échantillon 2 supercluster suite à la coupure sur le  $MET$ , et doit y être additionnée. Celle-ci est estimée par les simulations. Les deux estimations sont ensuite comparées.

Dans les deux cas, les événements sont sélectionnés en utilisant le trigger Di-Photon. La figure 6.4 présente les résultats obtenus pour les deux estimations. La différence observée entre ces deux estimations est prise comme l'incertitude systématique sur l'estimation du bruit de fond jet. En considérant la figure 6.4, cette incertitude systématique est de 25% pour les événements EB-EB et 40% pour les événements EB-EE.

### 6.6.2 Les bruits de fond dileptoniques

Cette analyse est présentée de façon détaillée au chapitre 7.

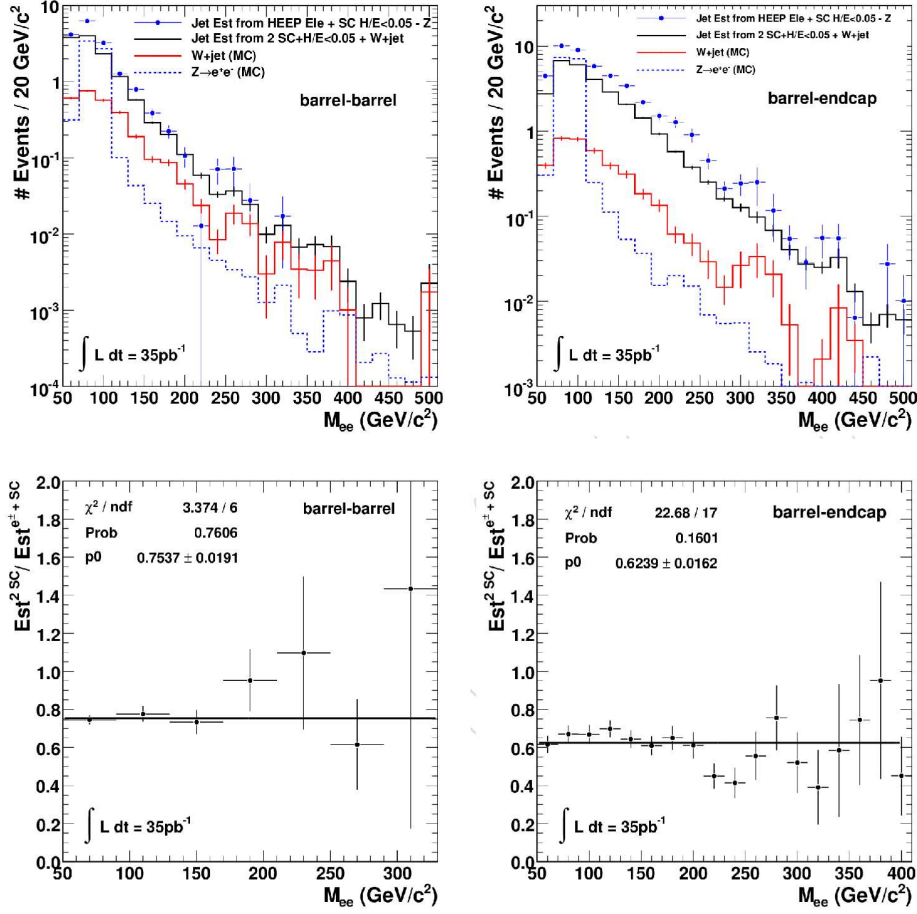


FIG. 6.4 – Comparaison entre deux estimations du bruit de fond jet pour les événements EB-EB et EB-EE : un à partir de l'échantillon 1 HEEP + 1 supercluster satisfaisant  $H/E < 0.05$ , et le second à partir de l'échantillon contenant 2 superclusters avec  $H/E < 0.05$ . L'estimation du bruit de fond jet à partir de l'échantillon HEEP + SC est caractérisée par une contribution significative du processus de Drell-Yan ; cette contribution, estimée depuis les simulations, est montrée sur la figure. Quant à la contribution du processus W+jets, qui est significative dans l'estimation du bruit de fond jet à partir de l'échantillon avec 2 superclusters, celle-ci est aussi montrée. Les deux figures du dessous montrent le rapport entre ces deux estimations [40].

## 6.7 Mesure du spectre de masse des paires électron-positron

### 6.7.1 Prédiction théorique pour le processus de Drell-Yan

Le processus de Drell-Yan est simulé en utilisant le générateur d'événements Pythia [42]. Les simulations sont normalisées aux données dans la région du pic du Z ( $80 < M_{ee} < 100$

GeV). Tandis que cette normalisation prend en compte les effets des ordres supérieurs, les corrections NLO peuvent affecter la forme de la distribution du spectre de masse invariante. La figure 6.5 montre la comparaison entre les formes des distributions des spectres de masse prédites par le générateur LO Pythia et le générateur NLO POWHEG [43]. Les deux spectres de masse sont en accord, ce qui montre que les effets dus aux corrections NLO sur le spectre de masse du processus de Drell-Yan sont faibles.

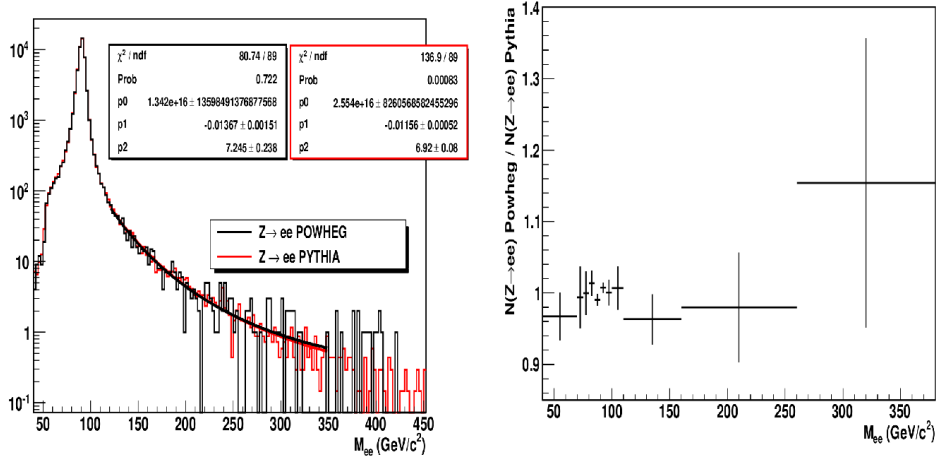


FIG. 6.5 – A gauche, comparaison entre les formes des distributions des spectres de masse prédites par le générateur LO Pythia [42] et le générateur NLO POWHEG [43]. A droite, le rapport entre ces deux distributions.

L'incertitude principale restante sur la forme de la distribution du spectre de masse invariante est due aux fonctions de distribution des partons (PDF). Ces incertitudes sont estimées en fonction de la masse invariante en utilisant le jeu de PDF CTEQ6M [44] et on peut constater à la figure 6.6 que celles-ci sont de l'ordre de 5% à 500 GeV [44]. Cette incertitude contribue à l'incertitude systématique sur les limites d'exclusion du  $Z'$  décrites plus loin.

### 6.7.2 Mesure du spectre de masse dans la région du pic du $Z$

La figure 6.7 montre le spectre de masse invariante des paires électron-positron obtenu depuis les données, avec les taux de bruits de fond estimés par les méthodes décrites à la section 6.6. Ce spectre de masse est aussi présenté séparément pour les événements où les deux électrons sont dans le tonneau et les événements où un électron est dans le tonneau et l'autre dans un des bouchons. Cette séparation se justifie car les bruits de fond contribuant à ce spectre de masse sont différents selon ces deux populations.

La section efficace de production du  $Z$  est mesurée depuis la région des masses  $60 < M_{ee} < 120$  GeV. Cet intervalle a été choisi pour pouvoir comparer les résultats avec

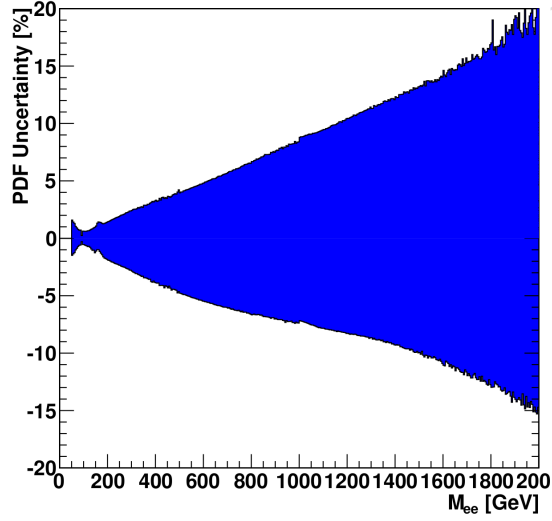


FIG. 6.6 – Incertitude due aux PDF sur la forme de la distribution du spectre de masse invariante estimée en fonction de la masse invariante en utilisant le jeu de PDF CTEQ6M [44].

d'autres groupes de travail [35]. Les paramètres qui entrent dans la détermination de la section efficace, selon la relation 6.1, sont regroupés dans la table 6.3.

La section efficace totale de production du Z a été mesurée à une valeur de  $952 \pm 10$  (stat)  $\pm 29$  (syst)  $\pm 108$  (luminosité) pb. Le calcul de l'incertitude systématique est décrit à la section 6.8.1. Ceci est en bon accord avec la valeur de la section efficace calculée au Next-to Next-to Leading Order (NNLO) de  $970 \pm 40$  (syst) pb [43] et la valeur mesurée par le groupe électrofaible qui est  $975 \pm 7$  (stat)  $\pm 7$  (syst)  $\pm 18$  (th)  $\pm 39$  (lumi) pb [35].

	Tonneau-Tonneau (EB-EB)	Tonneau-Bouchons (EB-EE)
$N^{\text{obs}}$	$5553 \pm 75$ (stat)	$3215 \pm 57$ (stat)
$N_{\text{fond}}^{\text{est}}$	$17 \pm 1$ (tot)	$18 \pm 7$ (tot)
$A_{ee} \times \epsilon_{ee}$ (MC)	$0.168 \pm 0.001$ (tot)	$0.102 \pm 0.001$ (tot)
Fact. de corr. (par év.)	$0.978 \pm 0.004$ (tot)	$0.994 \pm 0.006$ (tot)
$\sigma$ (pb)	$976 \pm 13$ (stat) $\pm 7.8$ (syst) $\pm 107$ (lumi)	$913 \pm 16$ (stat) $\pm 6.6$ (syst) $\pm 100$ (lumi)

TAB. 6.3 – Variables relevantes à la détermination de la section efficace et section efficace de production du Z dans la région de masses  $60 < M_{ee} < 120$  GeV.

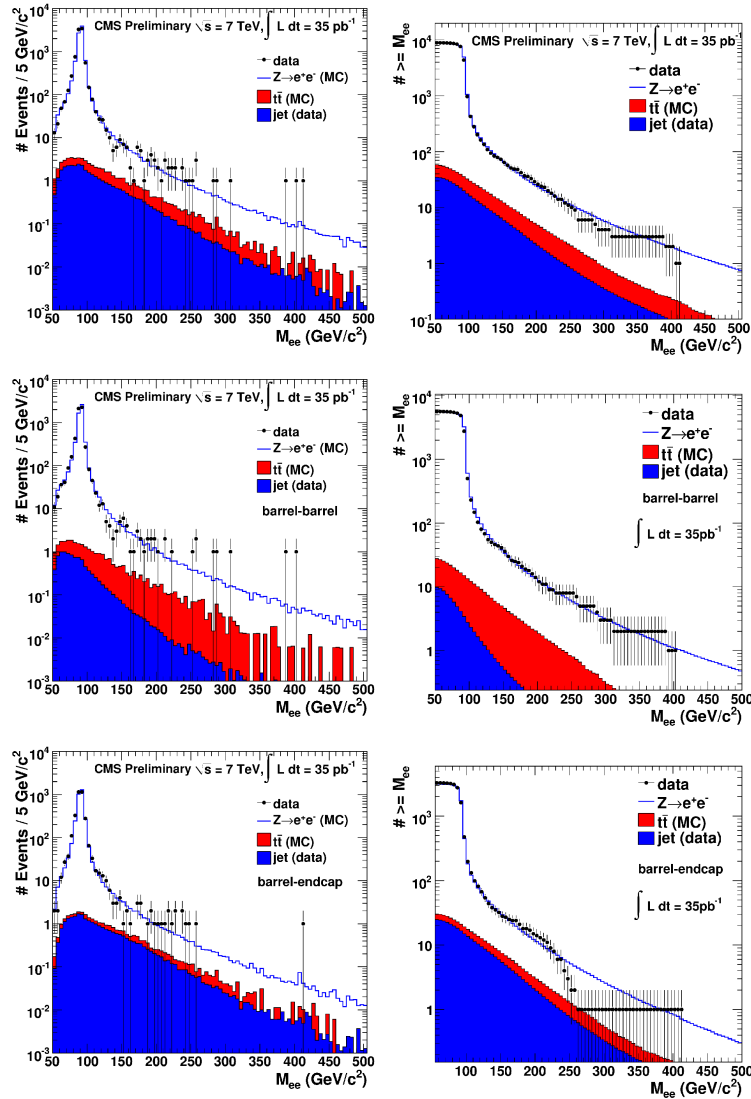


FIG. 6.7 – Les distributions des spectres de masse invariante des paires électron-positron obtenus depuis les données, avec les bruits de fond estimés par les méthodes décrites à la section 6.6, sont donnés dans la colonne de gauche. Le spectre de masse total est montré au dessus, le spectre pour les événements EB-EB est montré au milieu et le spectre pour les événements EB-EE est montré en bas. Les figures dans la colonne de droite représentent les mêmes figures que la colonne précédente à ceci près qu’elles sont intégrées par la gauche [40].



### 6.7.3 Mesure du spectre de masse dans la région de contrôle

La figure 6.8 montre la distribution de la prédiction du Modèle Standard soustraite aux données, divisée par la prédiction du Modèle Standard dans la région de contrôle ( $120 < M_{ee} < 200$  GeV) après renormalisation dans la région du pic du Z. Une ligne horizontale sur cette distribution prend la valeur de (à gauche)  $-0.32 \pm 0.10$  pour une probabilité de  $\chi^2$  égale à 0.66 pour les événements EB-EB, et de (à droite)  $-0.19 \pm 0.12$  pour une probabilité de  $\chi^2$  égale à 0.64 pour les événements EB-EE. Pour l'ensemble des événements, la valeur de l'ajustement vaut  $-0.27 \pm 0.08$  pour un probabilité de  $\chi^2$  égale à 0.13 .

Il a été constaté que l'estimation de la masse du Z était affectée d'une sous-estimation de 0.6% [32], due au facteur de calibration de l'énergie des superclusters. De même, au chapitre 5, on a montré que la masse du Z était sous-estimée. Pour évaluer l'effet de cette sous-estimation, un facteur de 1.01 est appliqué à l'énergie des électrons à la fois dans le tonneau et dans les bouchons; ceci est présenté dans la figure 6.8 en bas à droite. Dans cette figure, on note que la valeur de l'ajustement vaut  $-0.12 \pm 0.09$  pour une probabilité de  $\chi^2$  égale à 0.13 . Une incertitude de 15 % est alors associée au processus de Drell-Yan pour prendre en compte l'incertitude systématique sur le facteur de calibration de l'énergie des superclusters.

Le nombre total d'événements observés dans cette région de masse est de 56 pour les données et de  $64 \pm 13$  (syst) pour la prédiction du Modèle Standard (Monte Carlo) pour les événements EB-EB, tandis que celui-ci est de 53 pour les données et de  $56 \pm 11$  (syst) pour la prédiction du Modèle Standard pour les événements EB-EE. Une incertitude systématique de 20 % est associée à l'estimation du nombre d'événements, qui résulte de l'incertitude liée au facteur de calibration de l'énergie des superclusters, décrite ci-dessus pour le processus de Drell-Yan, et de l'incertitude concernant l'estimation des bruits de fond dileptoniques et du bruit de fond multijet. Un test de Kolmogorov appliqué à cette région, avec des intervalles de 0.5 GeV, donne comme résultat des valeurs de probabilité de  $\chi^2$  égales à 0.14, 0.18 et 0.56 pour les événements EB-EB, EB-EE et EB-EB + EB-EE respectivement.

Les valeurs attendues dans la région de contrôle et la région de découverte sont présentées à la table 6.4.

Le bon accord entre les données et les prédictions provenant des simulations montrent que les prédictions du Modèle Standard sont bien simulées et que les performances du détecteur sont bien comprises.

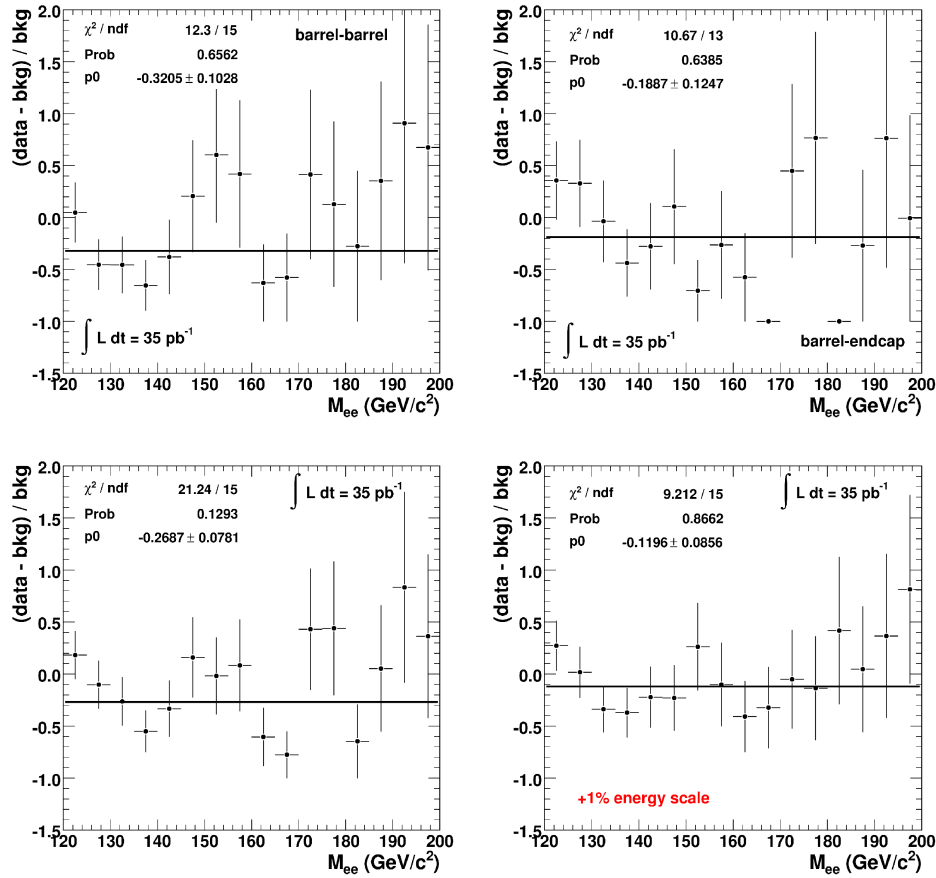


FIG. 6.8 – Distribution de la prédiction du Modèle Standard soustraite aux données et divisée par la prédiction du Modèle Standard dans la région de contrôle ( $120 < M_{ee} < 200$  GeV) dans des intervalles de 5 GeV. Les deux figures du dessus montrent ces distributions pour les événements EB-EB (à gauche) et EB-EE (à droite). En bas, la figure de gauche montre cette distribution pour tous les événements, tandis que la figure de droite montre l'effet produit par une augmentation de 1% pour la valeur du facteur de calibration sur tous les événements [40].

## 6.8 Limites d'exclusion

Des limites sont mises sur les rapports des sections efficaces de production multipliées par les rapports de branchement en deux électrons des bosons  $Z'$  et  $Z$ . Une méthode bayésienne [45] et une méthode de comptage simple sont utilisés. On utilise la paramétrisation discutée dans la note interne [40] pour la forme des spectres de masse du signal et des bruits de fond. Mais tout d'abord les incertitudes systématiques doivent être étudiées pour le calcul

Echantillon	Nb. év. ( $120 < M_{ee} < 200$ GeV)	Nb. év. ( $M_{ee} > 200$ GeV)
Données	109	26
$Z'_{SSM}$	/	$8.7 \pm 1.3$
Bruit de fond total	$123 \pm 16$	$24.7 \pm 3$
Drell-Yan	$104 \pm 16$	$18.8 \pm 2.8$
$t\bar{t}$	$7.4 \pm 1.8$	$2.8 \pm 0.5$
$t\bar{t}$ -like	$2.7 \pm 0.6$	$1.0 \pm 0.4$
jets	$8.6 \pm 3.4$	$2.1 \pm 0.8$

TAB. 6.4 – Nombre d'événements dans la région de contrôle ( $120 < M_{ee} < 200$  GeV) et dans la région de découverte ( $M_{ee} > 200$  GeV). Le nombre d'événements attendus pour le signal  $Z'_{SSM}$  est donné pour une région de  $\pm 3 \sigma$  autour de la masse du  $Z'$ . Le bruit de fond total est la somme de tous les bruits de fonds du Modèle Standard donnés dans la table. Les incertitudes statistiques et systématiques sont additionnées en quadrature [40].

des limites.

### 6.8.1 Incertitudes systématiques

L'incertitude systématique portant sur le processus de Drell-Yan est dominée par l'incertitude sur le facteur de calibration de l'énergie des superclusters, qui introduit un décalage de 15% dans l'ajustement (données +br. fond) /br. fond, comme vu à la section 6.7.3. Les corrections NLO sont à l'origine d'une incertitude de 5% sur la forme de la distribution de la masse invariante du processus de Drell-Yan, tandis que les incertitudes liées au choix des PDF dépendent de la masse et varient de 2% à 15% entre 200 et 2000 GeV (voir section 6.7.1). Alors que ces incertitudes liées aux PDF dépendent de la masse, aucun événement au delà d'une masse de 500 GeV n'est observé, le calcul des limites ne sera donc pas influencé par l'estimation du processus de Drell-Yan au delà de 500 GeV. L'incertitude due aux PDF est dès-lors fixée à 5% pour le calcul des limites, par simplicité.

Dans la section 6.6.1, les bruits de fond avec jets sont estimés avec une incertitude de 40%. Ces incertitudes sont sommées et arrondies de manière conservative à 20%.

L'incertitude de 8% sur le rapport  $A_{Z'} \times \epsilon_{Z'}/A_Z \times \epsilon_Z$  provient majoritairement de l'incertitude sur l'extrapolation en fonction du  $p_T$  de l'efficacité dans les simulations. La figure 6.2 montre que cette efficacité est plutôt stable en fonction du  $p_T$  mais endéans de grandes incertitudes statistiques. Dès lors, 4% semble être une incertitude raisonnable; comme il y a deux électrons, ceci donne une incertitude de 8%. L'incertitude sur l'estimation du bruit de fond dileptonique provient de la méthode décrite au chapitre 7; celle-ci est de 11% et provient principalement de l'incertitude sur la section efficace du processus de  $t\bar{t}$ . La table 6.5 résume l'ensemble de ces incertitudes systématiques.

Observable	Origine	Incertitude
$A_{Z'} \times \epsilon_{Z'}/A_Z \times \epsilon_Z$	Extrap. MC de l'efficacité en fonct. $p_T$	8%
Br. de fond Z	Fact. de calibration des superclusters	15%
Br. de fond Z	Corrections NLO	6%
Br. de fond Z	Corrections PDF	5%
Br. de fond jet	Incertitude sur <i>fake-rate</i>	40%
Br. de fond dilepton.	Incertitude venant de la méthode $e\mu$	11%

TAB. 6.5 – Incertitudes systématiques sur les différentes observables pour le calcul des limites. L'incertitude totale sur les bruits de fond, après avoir pris en compte leurs pondérations respectives, est arrondie à 20% [40].

## 6.9 Résultats sur les limites d'exclusion

Les résultats sont présentés sous forme de limites d'exclusions sur le rapport des sections efficaces de production du  $Z'$  et du  $Z$ . Ce rapport s'écrit sous cette forme :

$$\frac{\sigma \times BR(Z' \rightarrow ee)}{\sigma \times BR(Z \rightarrow ee)} = \frac{N(Z')}{N(Z)} \times \frac{A(Z) \times \epsilon(Z)}{A(Z') \times \epsilon(Z')} \quad (6.6)$$

où  $A(Z') \times \epsilon(Z')$  est l'acceptance  $\times$  efficacité de reconstruction et de sélection de la résonance. Elle est paramétrisée par une fonction ajustée sur les échantillons simulés d'événements  $Z'$  [40].  $N(Z')$  est la limite d'exclusion sur le nombre d'événements  $Z'$  ; et enfin  $N(Z)$  est le nombre de candidats  $Z$  observés dans la fenêtre de masse  $60 < M_{ee} < 120$  GeV, qui a été mesuré à 8731 événements (voir section 6.7.2). Une valeur pour la section efficace NLO fois le rapport de branchement en électrons  $\sigma \times BR(Z \rightarrow ee)$  dans cet intervalle de masse, égale à 970 pb, a été utilisée.

Une méthode de comptage simple dans un intervalle de masse autour de la résonance, ainsi qu'une méthode bayésienne, implémentées toutes deux dans RooStats [46] ont été utilisées dans la méthode de calcul des limites.

La méthode bayésienne [45] utilise les paramétrisations du signal et du bruit de fond décrites dans la note interne [40]. La forme des distributions de masse pour le signal et le bruit de fond sont fixées par les simulations tandis que leurs normalisations respectives ne sont pas fixées. Les limites sont fixées à 95% de niveau de confiance.

Les résultats pour l'hypothèse d'une résonance large et d'une résonance étroite, la largeur étant comparée à la résolution du détecteur, sont présentés à la figure 6.9. Les limites d'exclusions attendues et observées sont données avec les prédictions théoriques sur la section efficace fois le rapport de branchement en électron pour les différents modèles  $Z'_{SSM}$ ,  $Z'_\phi$ ,  $G_{RS}$  avec  $k/\bar{M}_{Pl} = 0.05$  et  $0.10$ , normalisé à la section efficace à l'ordre NLO du  $Z$  fois le rapport de branchement en électrons.

Dans la figure 6.9, le modèle  $Z'_{SSM}$ , qui possède les couplages aux particules du Modèle Standard les plus favorables, et le modèle  $Z'_\phi$ , qui possède des couplages parmi les moins

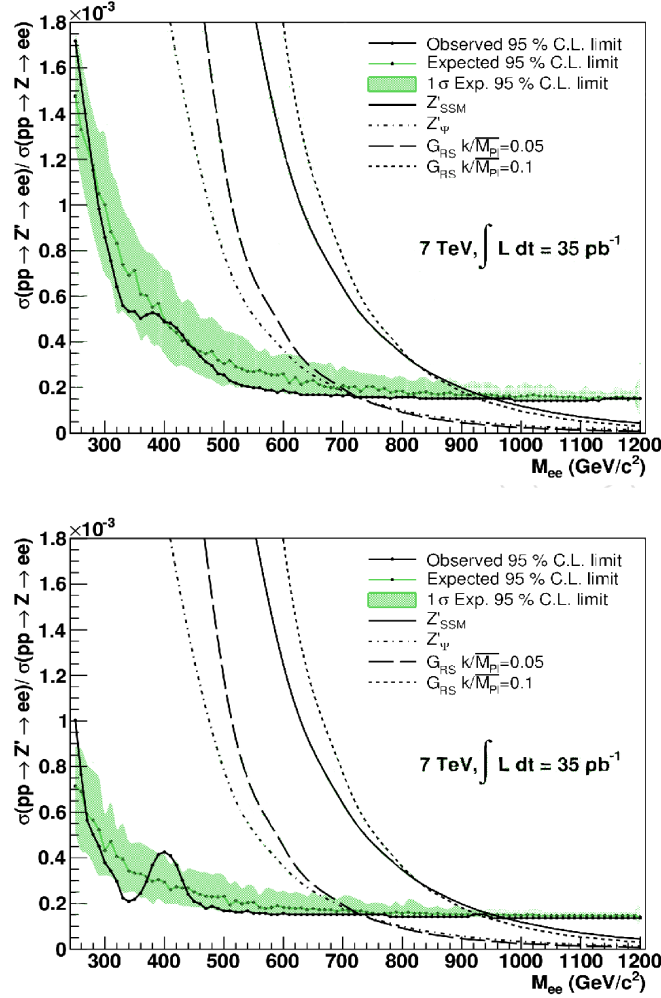


FIG. 6.9 – Limites supérieures à un niveau de confiance de 95% (incluant les effets des erreurs systématiques) sur le rapport de la section efficace de la résonance avec le Z, avec les prédictions de modèles représentatifs de nouvelle physique. Dans l’hypothèse d’une résonance large en haut ; et dans l’hypothèse d’une résonance étroite en bas.

favorables des modèles de grande unification (voir section 2.2.1), permettent de balayer les limites pour l’ensemble des modèles de grande unification.

Ce résultat a été vérifié par une méthode de comptage utilisant les mêmes incertitudes sur l’efficacité fois acceptation pour le bruit de fond et le signal. Les résultats sont montrés à la figure 6.10.

Pour un niveau de confiance de 95% on peut exclure  $M_{Z'_{SSM}} < 970 \text{ GeV}$ ,  $M_{Z'_\phi} < 730 \text{ GeV}$  et  $M_{G_{RS}} < 930 \text{ GeV}$  ( $730 \text{ GeV}$ ) pour  $k/\bar{M}_{Pl} = 0.10$  ( $0.05$  respectivement). Comme

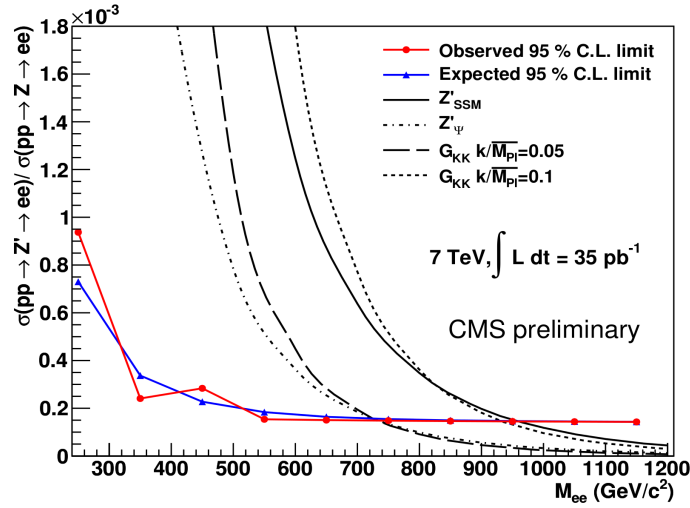


FIG. 6.10 – Limites supérieures à un niveau de confiance de 95% sur le rapport de la section efficace de la résonance avec le  $Z$ , avec les prédictions de modèles représentatifs de nouvelle physique, en utilisant une méthode de comptage [40].

expliqué plus haut, la différence entre les limites posées sur les résonance  $Z'_{SSM}$  et  $Z'_\phi$  est due aux différences de ces deux modèles quant à leurs couplages avec les particules du Modèle Standard.

## 6.10 Conclusions

Les premiers résultats de CMS portant sur la recherche de nouvelles résonances massives se désintégrant en une paire électron-positrons ont été présentés en détail. Ces résultats se basent sur les données prises dans le courant de l'année 2010 ; ces données correspondent à une luminosité intégrée de  $35 \text{ pb}^{-1}$  et ont été prises dans le détecteur CMS avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV. Le spectre de masse invariante des paires électron-positron a été mesuré et est en accord avec les prédictions pour les processus du Modèle Standard. En l'absence d'une découverte, des limites ont été placées sur la masse des bosons de jauge neutre  $Z'$  et des tours de Kaluza-Klein des gravitons des modèles Randall-Sundrum. A un niveau de confiance de 95%, le  $Z'_{SSM}$  et le  $Z'_\phi$  sont exclus pour des masses inférieures à 0.97 et 0.73 TeV respectivement. Les limites correspondantes pour le  $G_{RS}$  avec des couplages de 0.1 et 0.05 valent 0.93 et 0.73 TeV respectivement.

En combinant cette analyse avec les résultats de l'analyse de recherche de nouvelles résonances massives se désintégrant en deux muons [47], les limites atteintes peuvent être plus élevées. En utilisant les deux canaux leptoniques, pour un niveau de confiance de 95%, le  $Z'_{SSM}$  et le  $Z'_\phi$  sont exclus pour des masses inférieures à 1140 et 887 GeV respectivement,

et le  $G_{RS}$  est exclu en dessous de 855 et 1079 GeV pour des couplages de 0.05 et de 0.10 respectivement [39].

L'énergie plus élevée dans le centre de masse, comparé au Tevatron, permet de placer des limites comparables à celles précédemment publiées, en dépit de la luminosité intégrée plus petite accumulée au LHC en 2010.





# Chapitre 7

## Méthode $e\mu$ à 7 TeV en 2010

Ce chapitre décrit en détail une contribution importante que j'ai apporté à l'analyse du canal  $ee$  (décrite au chapitre 6) en utilisant les  $35 \text{ pb}^{-1}$  de données à 7 TeV récoltées en 2010 au LHC.

Dans l'analyse du spectre  $ee$ , après réduction du bruit de fond dû aux jets obtenu en appliquant aux candidats électrons les critères de sélection HEEP décrits à la section 5.2, le bruit de fond dominant dans la région des hautes masses est le processus  $t\bar{t}$  ( $t\bar{t} \rightarrow b e^+ \nu_e \bar{b} e^- \bar{\nu}_e$ ).

Le processus  $t\bar{t}$ , ainsi que le processus  $WW$  et, dans le pic du  $Z$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$ , possèdent une symétrie de saveur et ont un rapport de branchement en paires  $e\mu$  qui vaut deux fois le rapport de branchement en paires  $ee$ . Ces bruits de fond possédant une symétrie de saveur sont appelés bruits de fond "dileptoniques". Le principe de cette méthode  $e\mu$  est de fournir une estimation des bruits de fond dileptoniques  $t\bar{t}$ ,  $WW$  et  $Z \rightarrow \tau\tau$  en estimant leur contribution dans le canal  $e\mu$ . Cette méthode a comme avantages qu'il y a peu de contributions "non dileptoniques" dans le canal  $e\mu$ , et que la précision statistique dans ce canal est augmentée d'un facteur deux.

La contribution des bruits de fond dileptoniques au spectre de masse  $ee$  est estimée par les simulations Monte-Carlo, comme mentionné à la section 7.7, après avoir vérifié que les prédictions des simulations sont en accord avec les données pour le canal  $e\mu$ .

Cette méthode est une simplification de la méthode qui a été mise en place lors de la préparation de la stratégie HEEP sur les simulations Monte Carlo à 10 TeV avec un échantillon équivalent à  $100 \text{ pb}^{-1}$  de données [48]. Dans cette dernière, le spectre de masse invariante des paires  $ee$  était obtenu à partir des données, en appliquant un facteur de normalisation au spectre  $e\mu$  observé. Ce facteur correspond au rapport des taux d'embranchement  $BR(ee)/BR(e\mu)$  multiplié par les rapports des acceptances  $\times$  efficacités de sélection des deux canaux. Cette méthode a été remplacée par la méthode décrite ci-dessous, qui repose davantage sur les spectres simulés mais qui est mieux adaptée à la taille limitée de l'échantillon d'événements enregistré en 2010.

## 7.1 Echantillons

Le détail complet des données utilisées, des simulations ainsi que leurs pondérations est donné à la section 5.3.

## 7.2 Sélection des leptons

### 7.2.1 Electrons

Le candidat électron doit satisfaire aux critères de la sélection HEEP, décrits à la section 5.2. En plus de cela, un veto sur les muons qui créent des dépôts d'énergie dans l'ECAL par Bremsstrahlung est appliqué. En effet, de tels dépôts d'énergie dans l'ECAL, associés à la présence de la trace proche du muon, conduit à la reconstruction d'un candidat électron. Les candidats électrons ne sont ainsi pas pris en compte s'ils se trouvent à moins de  $\Delta R = 0.1$  de n'importe quel muon reconstruit dans l'événement.

### 7.2.2 Muons

Le candidat muon doit avoir une impulsion transverse  $p_T > 25$  GeV. La même coupure sur l'impulsion transverse des leptons est utilisée ( $p_T > 25$  GeV), pour estimer le bruit de fond dans un intervalle cinématique proche de celui de la sélection du signal  $ee$ . Le candidat muon doit satisfaire aux critères de sélection standards utilisés pour la mesure de la section efficace du processus  $W \rightarrow \mu\nu$  par le groupe "physique électrofaible" de la collaboration CMS [49]. Ces critères sont définis ici :

- $|\eta| < 2.1$  ;
- muon reconstruit à la fois dans le détecteur à muons et dans le détecteur de traces, en demandant que les deux traces reconstruites soient compatibles au niveau des angles  $\phi$  et  $\theta$  (nommé *globalMuon*) ;
- le nombre de points associés dans le détecteur de traces doit être supérieur à 10 ;
- le nombre de points associés dans les chambres à muons doit être non nul <sup>1</sup> ;
- la valeur du  $\chi^2$  de l'ajustement global de la trace normalisé par le nombre de degrés de liberté doit être inférieur à 10 ;
- la distance de plus proche approche à la zone d'interaction dans le plan transverse doit être inférieure à 0.2 cm ;
- la somme des variables d'isolement relatives dans le détecteur de traces, l'ECAL et le HCAL  $(Iso_{\text{track}} + Iso_{\text{ECAL}} + Iso_{\text{HCAL}})/p_T$  doit être inférieure à 0.15 .

---

<sup>1</sup>ce critère est différent de la sélection officielle du groupe "physique électrofaible" [49].

## 7.3 Sélection des événements

Un électron et un muon reconstruits passant les critères de sélection sont demandés, et la masse invariante de la paire  $e\mu$  doit être supérieure à 60 GeV.

De plus, on demande que les événements possèdent au moins un vertex primaire qui soit bien reconstruit. Nous demandons que le nombre de traces associées soit strictement supérieur à 3 et que le nombre de degrés de liberté de l'ajustement du vertex primaire soit strictement supérieur à 3.

## 7.4 Validation de la simulation

Les distributions relatives à la sélection des électrons et des muons observées dans les données sont comparées ici aux simulations, en vue de déterminer la fiabilité de celles-ci. Les événements sont sélectionnés suivant les critères ci-dessus.

La table 7.1 montre les nombres d'événements sélectionnés par les critères ci-dessus dans les données et pour les différents processus simulés correspondant à une luminosité de 35  $\text{pb}^{-1}$ . Les nombres d'événements et les distributions sont corrigées par la méthode décrite à la section 7.5.

Processus	Nombre d'événements
Données	$92 \pm 10$ (stat)
$t\bar{t}$	$41.0 \pm 6.1$ (syst)
$Z \rightarrow \tau\tau$	$14.6 \pm 0.7$ (syst)
WW	$9.6 \pm 0.5$ (syst)
W+jet	$7.0 \pm 0.3$ (syst)
$Z \rightarrow ee$	$0.1 \pm 0.0$ (syst)
$Z \rightarrow \mu\mu$	$6.1 \pm 0.3$ (syst)

TAB. 7.1 – Nombres d'événements sélectionnés dans les données et pour les différents processus simulés correspondant à une luminosité de 35  $\text{pb}^{-1}$ . Les incertitudes systématiques, correspondant aux incertitudes sur la section efficace des processus simulés, sont de 5 % sur les processus  $Z \rightarrow ll$ , venant de l'incertitude sur les PDF (voir section 6.7.1), de 5% sur le processus W+jet [35], de 5% sur le processus WW [34] et de 15% sur le processus  $t\bar{t}$  [36]. Les incertitudes systématiques correspondant aux facteurs de corrections (voir section 7.5) sont ajoutées en quadrature à celles-ci.

### 7.4.1 Electrons

#### Variables cinématiques

La figure 7.1 montre les distributions des variables cinématiques  $p_T$ ,  $\eta_{SC}$  et  $\phi$  pour les électrons des paires  $e\mu$  pour les données et les simulations. Les simulations sont normalisées

pour une luminosité intégrée de  $35 \text{ pb}^{-1}$ . Les distributions montrent un accord entre les données et les simulations.

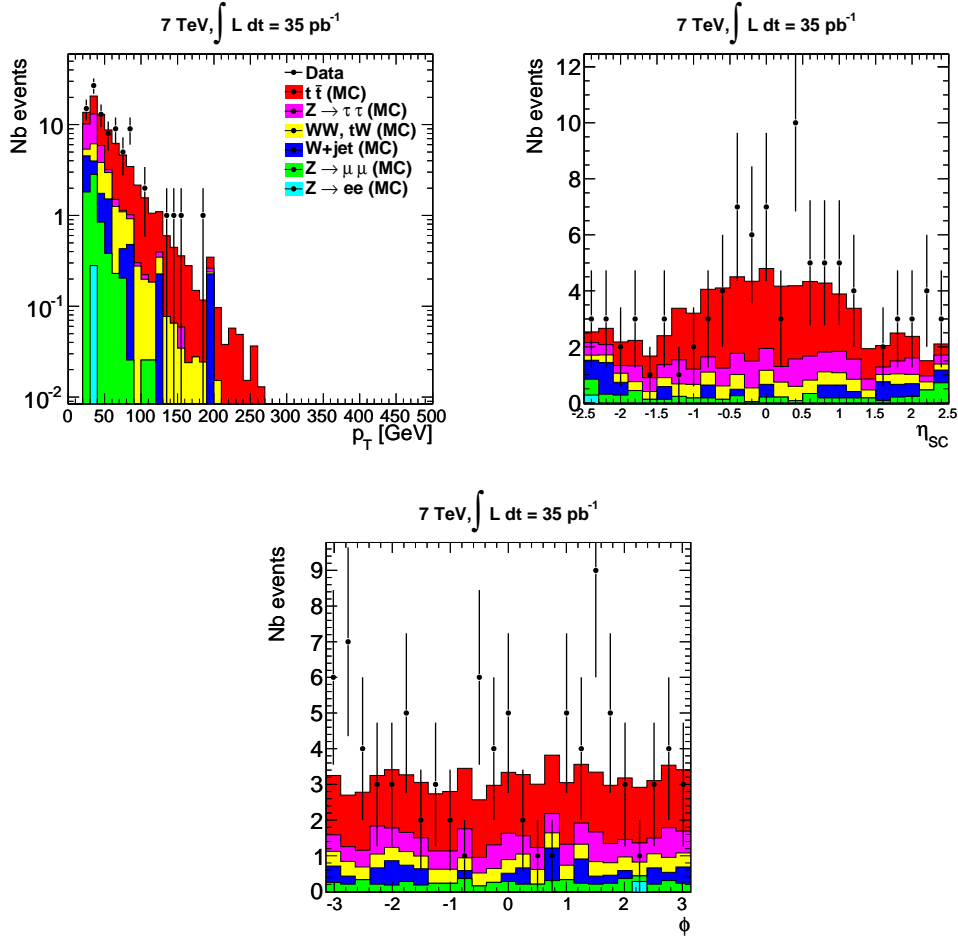


FIG. 7.1 – Distributions des variables cinématiques (en haut à gauche)  $p_T$ , (en haut à droite)  $\eta_{SC}$  et (en bas)  $\phi$ , pour les électrons des paires  $e\mu$  pour les données et les simulations. Les distributions simulées sont normalisées par la luminosité observée.

A partir de la distribution de la variable  $\eta_{SC}$ , on remarque que les processus  $W+\text{jet}$  et  $Z \rightarrow \mu\mu$  semblent contenir des électrons à plus grand  $\eta$  que les processus de  $t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$  et  $WW$ .

Les valeurs plus élevées des variables d'isolement de ces électrons à l'avant indiquent qu'une proportion de ces candidats électrons sont des électrons faussement reconstruits, ce qui est compatible avec des valeurs du *fake-rate* plus élevées dans les régions à grand  $|\eta|$  du détecteur (section 6.6.1).

La distribution de la variable cinématique  $\phi$  est, elle, uniforme ; ce qui est attendu.

### Variabes d'identification

La figure 7.2 montre les distributions des variables d'identification  $\Delta\eta_{in}$ ,  $\Delta\phi_{in}$  et  $\sigma_{i\eta i\eta}$  pour les électrons des paires  $e\mu$  pour les données et les simulations. Les simulations décrivent bien les données.

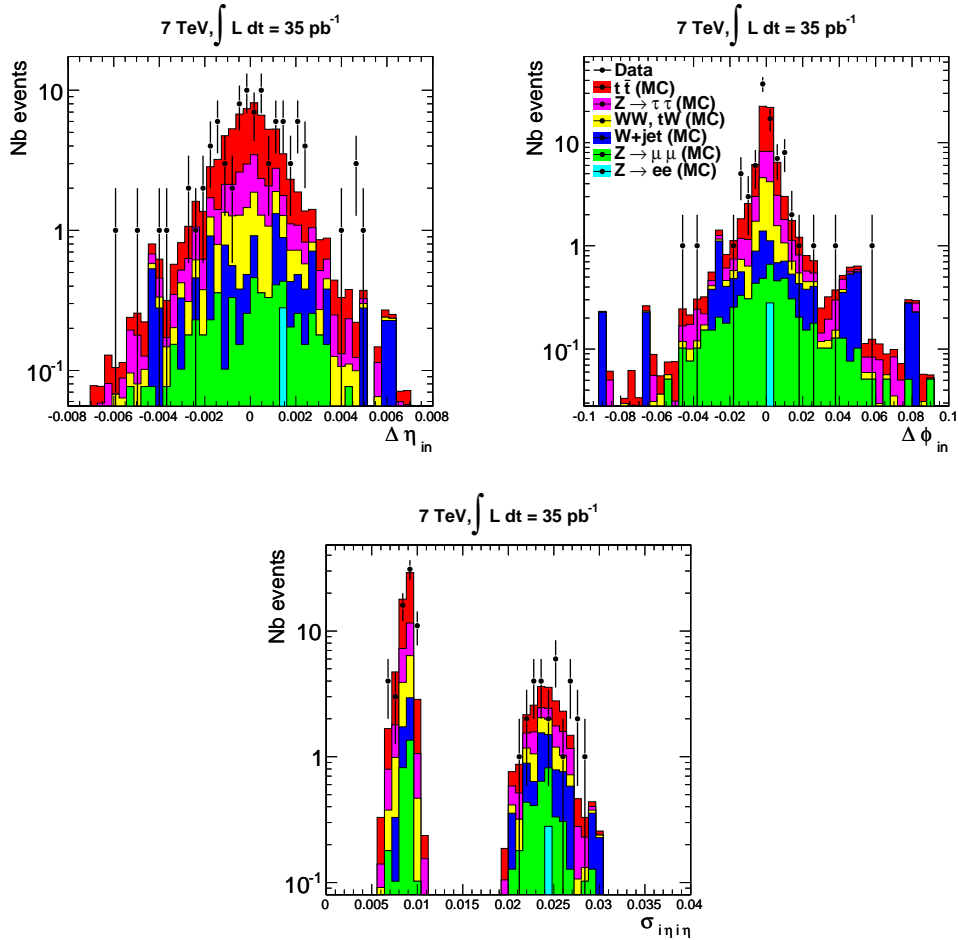


FIG. 7.2 – Distributions des variables d'identification (en haut à gauche)  $\Delta\eta_{in}$ , (en haut à droite)  $\Delta\phi_{in}$  et (en bas)  $\sigma_{i\eta i\eta}$ , pour les électrons des paires  $e\mu$  pour les données et les simulations.

La distribution simulée des variables d'identification  $\Delta\eta_{in}$  et  $\Delta\phi_{in}$  est sensiblement plus large pour les processus W+jet et  $Z \rightarrow \mu\mu$  que les processus à saveurs symétriques, ce

qui indique que ces événements contiennent des jets faussement reconstruits comme des électrons.

Les processus  $W$ +jet et  $Z \rightarrow l^+l^-$  sont parfois accompagnés de jets de haut  $p_T$  provenant de quarks et de gluons radiés dans l'état initial. Ces jets peuvent être erronément identifiés comme des leptons. La contribution relative des canaux  $W \rightarrow e\nu$  + un jet identifié comme un  $\mu$ , et  $W \rightarrow \mu\nu$  + un jet identifié comme un électron, n'est pas facile à évaluer. Cependant, les distributions de la variable  $Iso_{\text{track}}$  dans le processus  $W$ +jet pour les électrons et les muons (figures 7.4 et 7.8) indiquent que le taux d'erreur d'identification doit être plus grand pour les électrons que pour les muons.

Remarquons aussi que dans la simulation, une statistique trop limitée d'événements associés à la production de jets est étudiée, correspondant à une luminosité intégrée de  $35 \text{ pb}^{-1}$ . Aucun événement des processus multijet simulés ne passe la sélection utilisée.

## Variables d'isolement

### *Superposition d'interactions simultanées*

Avant toute chose, une remarque doit être faite concernant la superposition des interactions dans CMS.

Cette superposition des interactions entre protons devient significative à mesure que la luminosité instantanée du collisionneur devient importante. Durant la prise de données en 2010, la luminosité instantanée enregistrée dans CMS est passée de quelques  $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  à  $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  depuis le début de la prise de données en avril jusqu'à la fin de la prise de données en décembre [50].

Des collisions  $pp$  supplémentaires se superposent aux événements intéressants et mènent à l'émission de particules hadroniques de faible  $p_T$  dans toute l'acceptance du détecteur CMS. Ces particules hadroniques peuvent se retrouver très proches des leptons que nous étudions, être comptabilisées dans le calcul de l'isolement, et ainsi détériorer les variables d'isolement des candidats leptons de processus durs. Les événements constitués de plusieurs interactions simultanées sont caractérisés par la présence de plusieurs vertex primaires.

La table 7.2 montre la moyenne du nombre de vertex primaires reconstruits satisfaisant les critères définis à la section 7.3, en fonction des différents runs enregistrés par CMS.

Comme le montre la figure 7.3, qui représente le nombre de vertex primaires reconstruits dans l'événement, les simulations utilisées en 2010 ne prennent pas en compte ces superpositions d'événements.

Intervalle des runs	Luminosité intégrée ( $\text{pb}^{-1}$ )	Nb. moyen de vertex prim.
140160-144114	3.2	$1.67 \pm 0.04$ (stat)
146426-147119	5.1	$2.12 \pm 0.03$ (stat)
147196-148058	9.5	$2.16 \pm 0.03$ (stat)
148822-149064	10.3	$2.64 \pm 0.04$ (stat)
149065-149442	8.1	$2.34 \pm 0.04$ (stat)

TAB. 7.2 – Valeurs moyennes du nombre de vertex primaires reconstruits en fonction des différents intervalles de runs enregistrés par CMS.

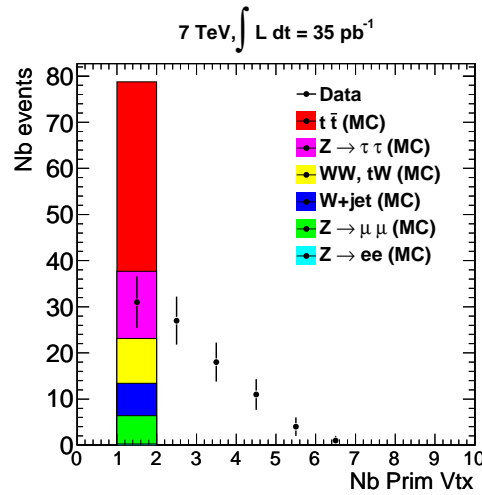


FIG. 7.3 – Distributions du nombre de vertex primaires pour les paires  $e\mu$  pour les données et les simulations.

Ayant fait ce constat, on s'attend donc à ce que les distributions des variables d'isolement des leptons dans les simulations ne reproduisent pas parfaitement les données. La figure 7.4 montre les distributions des variables d'isolement  $Iso_{\text{ECAL}}$ ,  $Iso_{\text{HCAL}}$  et  $Iso_{\text{track}}$  pour les électrons des paires  $e\mu$  pour les données et les simulations. Les distributions montrent cependant un accord raisonnable entre les données et les simulations.

Pour voir l'effet de cette superposition d'événements dans les données, nous avons sélectionné les paires  $e\mu$  dans les événements contenant au moins trois vertex primaires et nous les avons superposés aux distributions des variables  $Iso_{\text{ECAL}}$  et  $Iso_{\text{track}}$  venant de l'ensemble des données et des simulations, à la figure 7.5. On observe que l'isolement moyen des électrons pour les événements contenant au moins trois vertex primaires est moins bon que l'isolement des électrons pour la totalité des événements.

La table 7.3 représente les valeurs du nombre d'événements observés pour les échan-

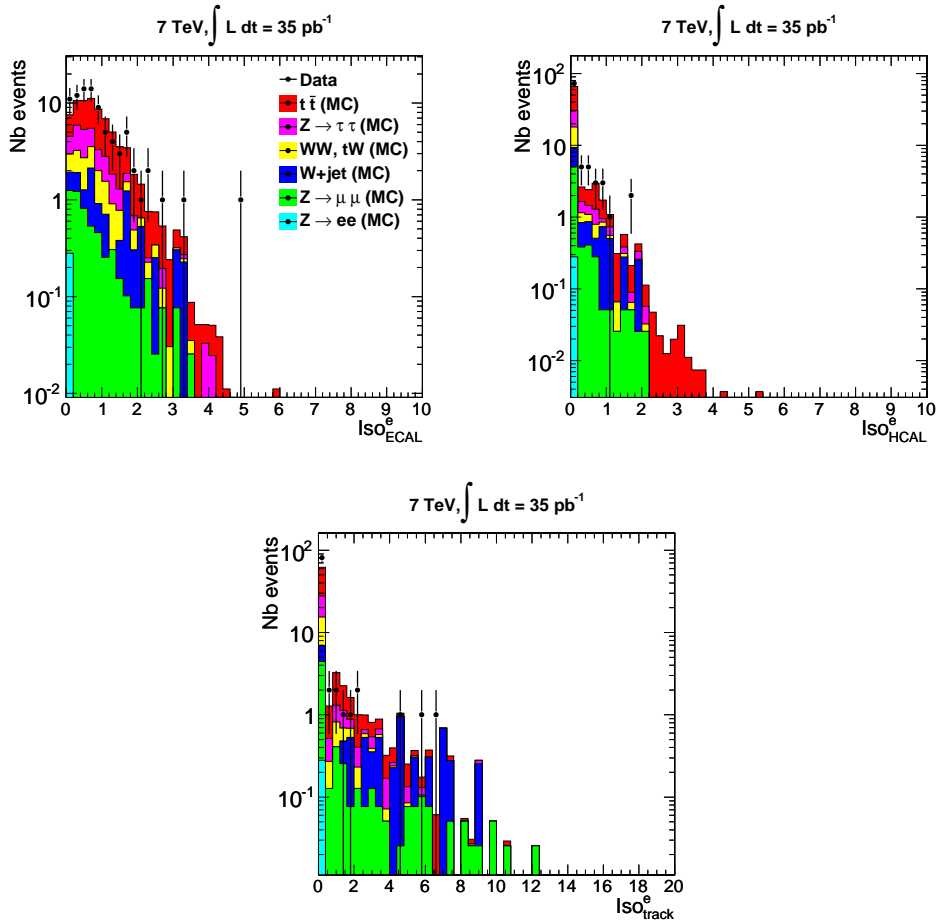


FIG. 7.4 – Distributions des variables d’isolement (en haut à gauche)  $Iso_{\text{ECAL}}$ , (en haut à droite)  $Iso_{\text{HCAL}}$  et (en bas)  $Iso_{\text{track}}$  pour les électrons des paires  $e\mu$  pour les données et les simulations.

tillons des données contenant un ou plusieurs vertex secondaires avant et après les coupures d’isolement  $Iso_{\text{ECAL}}$ ,  $Iso_{\text{HCAL}}$  et  $Iso_{\text{track}}$ , tous les autres critères de sélection étant appliqués. La fraction des événements satisfaisant les coupures d’isolement (signal ainsi que bruit de fond) est légèrement plus petite pour les événements caractérisés par la présence de plusieurs vertex primaires.

Pour quantifier cet effet, on peut citer les résultats obtenus dans la mesure précise de l’efficacité de sélection par électron par la méthode *tags* et *probes* en utilisant les événements  $Z \rightarrow ee$  (voir section 6.5). L’efficacité moyenne de sélection par électron sur l’ensemble des événements sélectionnés, y compris ceux qui contiennent une superposition d’interaction, est de  $91.4\% \pm 0.3\%$  (stat) dans le tonneau et de  $90.6\% \pm 0.6\%$  (stat) dans les bouchons



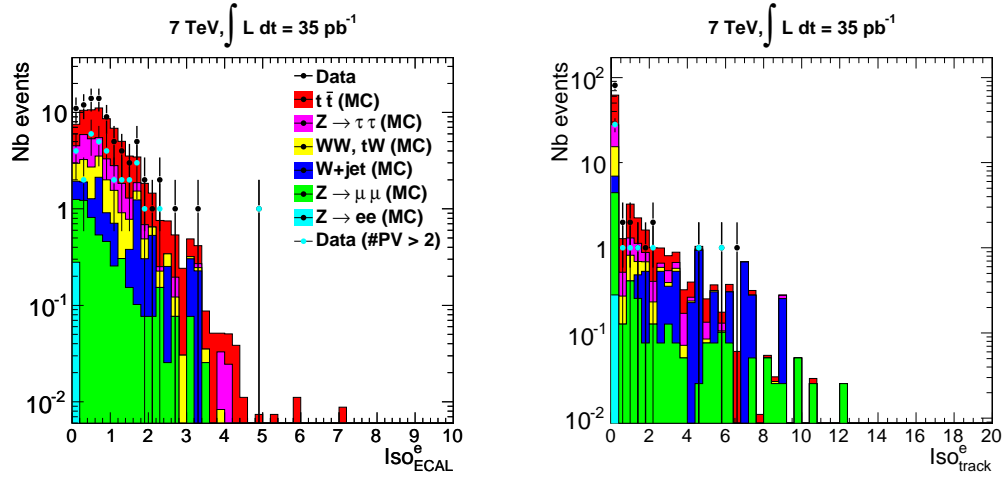


FIG. 7.5 – Distributions des variables d'isolement (à gauche)  $Iso_{ECAL}$  et (à droite)  $Iso_{track}$  pour les électrons des paires  $e\mu$  pour l'ensemble des événements et les événements contenant au moins trois vertex primaires dans les données, et pour l'ensemble des événements dans les simulations.

[40]. Dans la fraction d'événements avec un seul vertex primaire (env. 30% des événements), l'efficacité est de 2% supérieure à celle observée pour l'ensemble des événements.

		1 vertex primaire	> 1 vertex primaire
$Iso_{ECAL}$	Nb. avant coupure	36	74
	Nb. après coupure	31	61
	$\epsilon$	86 % $\pm$ 6 %	82 % $\pm$ 4 %
$Iso_{HCAL}$	Nb. avant coupure	31	62
	Nb. après coupure	31	61
	$\epsilon$	100 %	98 % $\pm$ 2 %
$Iso_{track}$	Nb. avant coupure	32	61
	Nb. après coupure	31	61
	$\epsilon$	96 % $\pm$ 3 %	100 %

TAB. 7.3 – Valeurs du nombre d'événements observés pour les échantillons de données contenant un (la première colonne) et plusieurs (la deuxième colonne) vertex secondaires, avant et après les coupures d'isolement  $Iso_{ECAL}$ ,  $Iso_{HCAL}$  et  $Iso_{track}$ , tous les autres critères de sélection étant appliqués.

## 7.4.2 Muons

## Variables cinématiques

La figure 7.6 montre les distributions des variables cinématiques  $p_T$ ,  $\eta$  et  $\phi$  pour les muons des paires  $e\mu$  pour les données et les simulations. Les distributions montrent un accord entre les données et les simulations.

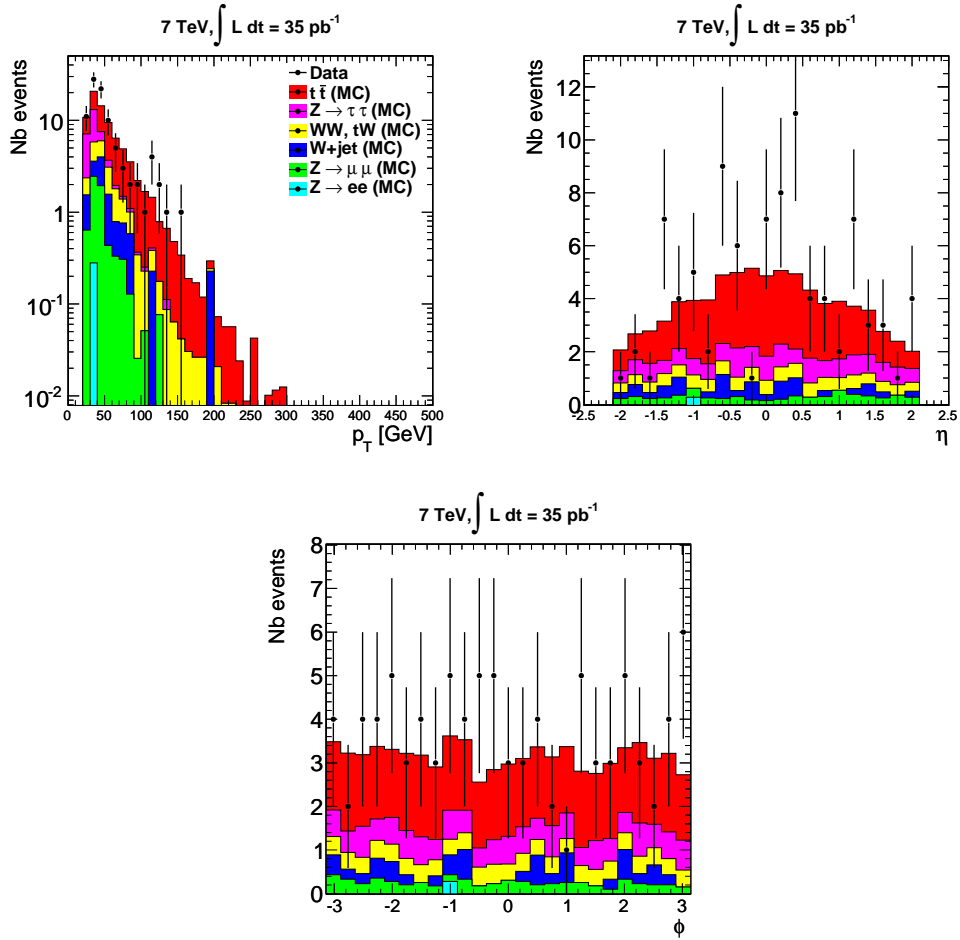


FIG. 7.6 – Distributions des variables cinématiques (en haut à gauche)  $p_T$ , (en haut à droite)  $\eta$  et (en bas)  $\phi$ , pour les muons des paires  $e\mu$  pour les données et les simulations.

### Variabes d'identification

La figure 7.7 montre les distributions des variables d'identification  $\chi^2$  normalisé,  $N_{hits}$  dans le détecteur de traces et  $N_{hits}$  dans les détecteurs à muon, pour les muons des paires  $e\mu$  pour les données et les simulations. L'accord entre les données et les simulations est bon, néanmoins la distribution  $\chi^2$  normalisé montre un moins bon accord. Ceci n'est néanmoins pas crucial pour cette étude ; en effet nous ne devons pas optimiser la coupure sur la variable du  $\chi^2$  normalisé. En effet, la valeur de la coupure choisie est peu stricte ( $\chi^2$  normalisé  $< 10$ ).

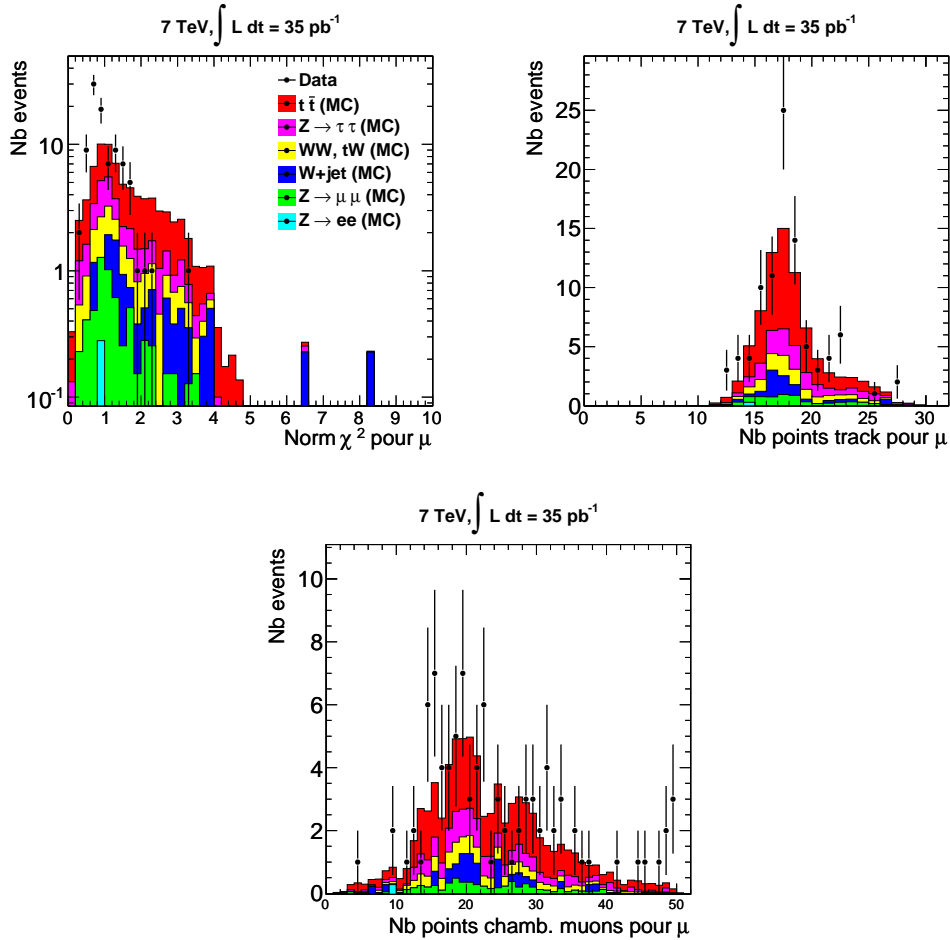


FIG. 7.7 – Distributions des variables d'identification (en haut à gauche)  $\chi^2$  normalisé, (en haut à droite)  $N_{hits}$  dans le détecteur de traces et (en bas)  $N_{hits}$  dans les détecteurs à muon, pour les muons des paires  $e\mu$  pour les données et les simulations.

### Variabiles d'isolement

La figure 7.8 montre les distributions des variables d'isolement  $Iso_{\text{ECAL}}$ ,  $Iso_{\text{HCAL}}$ ,  $Iso_{\text{track}}$  et de l'isolement relatif combiné pour les muons des paires  $e\mu$  pour les données et les simulations. Ces isolements sont calculés en sommant les contributions des objets qui se trouvent dans un cône de  $\Delta R < 0.3$  autour du candidat muon [49]. Les remarques ci-dessus concernant les effets de la superposition d'interactions simultanées sur l'isolement des électrons sont valables ici de la même façon. Les distributions montrent un bon accord entre les données et les simulations.

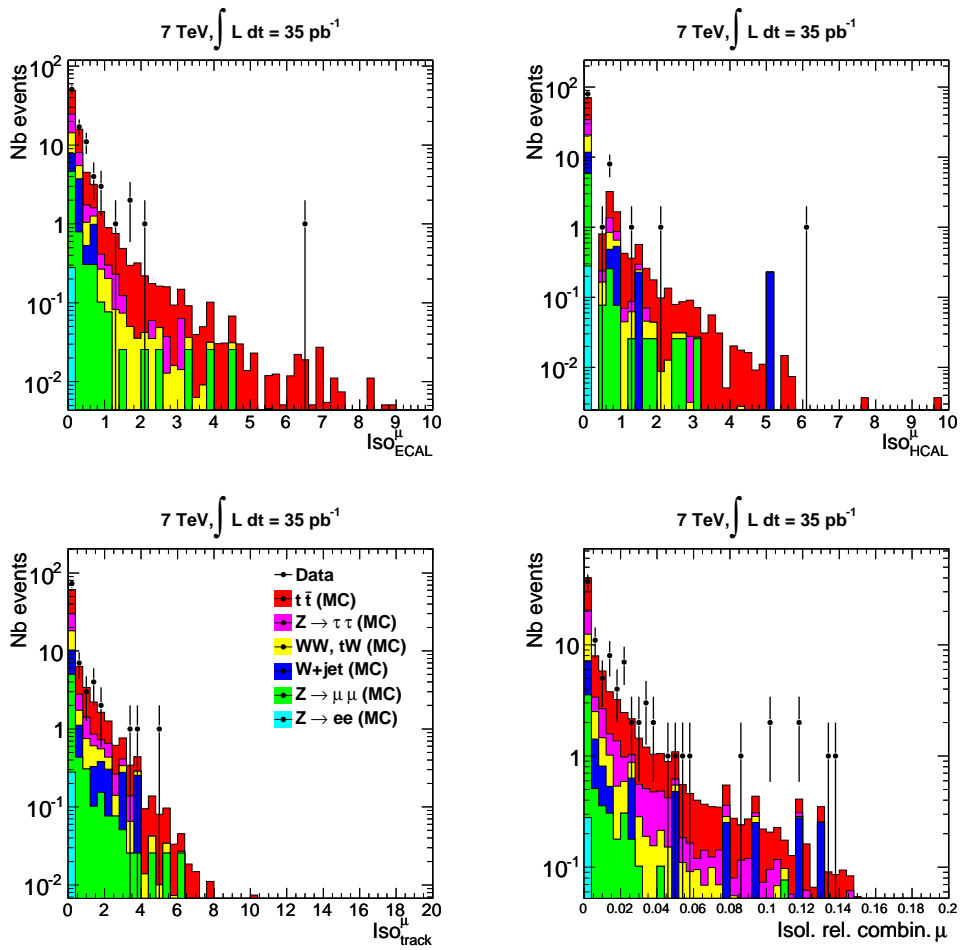


FIG. 7.8 – Distributions des variables d'isolement (en haut à gauche)  $Iso_{\text{ECAL}}$ , (en haut à droite)  $Iso_{\text{HCAL}}$ , (en bas à gauche)  $Iso_{\text{track}}$  et (en bas à droite) isolement relatif combiné pour les muons des paires  $e\mu$  pour les données et les simulations.

La distribution de l'isolement relatif combiné est la plus pertinente car celui-ci est utilisé dans le critère de sélection des muons. L'accord est bon (même si un petit excès est observé dans les données pour des grandes valeurs d'isolement), ce qui signifie que l'activité présente autour du candidat muon est bien décrite dans les simulations.

### 7.4.3 Variables relatives à l'événement

La figure 7.9 montre les distributions des variables CaloMET,  $|\phi^e - \phi^\mu|$ ,  $p_T^e/p_T^\mu$  et  $p_T^+/p_T^-$  pour les paires  $e\mu$  pour les données et les simulations. La variable  $p_T^e/p_T^\mu$  représente le rapport entre le  $p_T$  de l'électron et le  $p_T$  du muon, pour toutes les paires  $e\mu$ ; tandis que la variable  $p_T^+/p_T^-$  représente le rapport des  $p_T$  des leptons chargés positivement et négativement, pour toutes les paires  $e\mu$ .

Les variables CaloMET,  $|\phi^e - \phi^\mu|$ ,  $p_T^e/p_T^\mu$  et  $p_T^+/p_T^-$  montrent un accord entre les données et les simulations. Ces variables donnent confiance en la bonne simulation des différentes parties du détecteur et de la cinématique des événements.

## 7.5 Corrections des simulations

Pour pouvoir comparer le spectre de masse des paires  $e\mu$  dans les données et dans les simulations, les simulations doivent être corrigées par différents facteurs de correction :

- Premièrement, par l'efficacité du système de déclenchement. La correction moyenne appliquée est de  $97\% \pm 1\%$ , correspondant à l'efficacité moyenne du système de déclenchement pour les électrons [40].
- Ensuite, par le rapport entre l'efficacité de reconstruction et de sélection des leptons dans les données et les simulations. Pour les reconstruction des électrons, ce rapport vaut  $1.001 \pm 0.005$  et  $0.999 \pm 0.009$  respectivement pour les électrons dans le tonneau et dans les bouchons [51]. Pour la sélection des électrons, ce rapport vaut  $0.978 \pm 0.004$  dans le tonneau et  $0.994 \pm 0.007$  dans les bouchons [40]. Pour les muons, cette correction moyennée en  $\eta$  est mesurée par le groupe EWK ([35] et [51]) et vaut  $0.985 \pm 0.006$  pour les muons provenant d'un Z. Une incertitude systématique conservative de 2%, due à l'incertitude sur les facteurs de correction d'efficacité, est appliquée aux nombres d'événements  $t\bar{t}$ , WW et  $Z \rightarrow \tau\tau$  corrigés. La valeur de cette incertitude correspond à la valeur la plus élevée de l'écart entre l'efficacité par lepton prédite par les simulations et estimée depuis les données.
- Enfin, l'incertitude sur la luminosité est réduite en normalisant les sections efficaces des simulations Monte Carlo avec la section efficace mesurée au pic du Z. Ceci est fait en corrigeant les simulations par le rapport entre la section efficace mesurée au Z, donnée au chapitre précédent, qui vaut  $952 \pm 10$  (stat)  $\pm 29$  (syst)  $\pm 108$  (lumi) pb et la section efficace donnée par le générateur POWHEG au Next-to Next-to Leading Order (NNLO) [43], qui vaut  $970 \pm 40$  (syst).

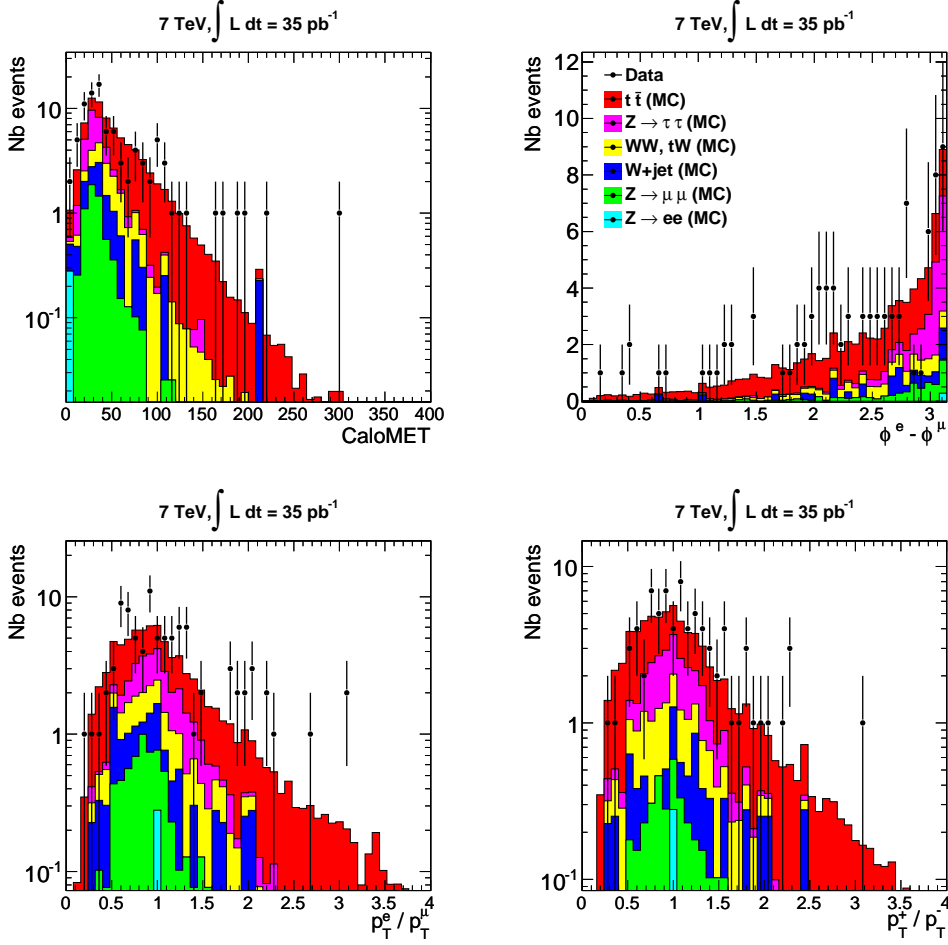


FIG. 7.9 – Distributions des variables (en haut à gauche) CaloMET, (en haut à droite)  $|\phi^e - \phi^\mu|$ , (en bas à gauche)  $p_T^e/p_T^\mu$  et (en bas à droite)  $p_T^+/p_T^-$  pour les paires  $e\mu$  pour les données et les simulations.

## 7.6 Estimation des bruits de fond dans l'échantillon $e\mu$

Les bruits de fond sont constitués par les processus  $W$ +jets,  $Z \rightarrow \mu\mu$ ,  $Z \rightarrow ee$  et les processus multijet. Pour déterminer le bruit de fond multijet absent dans les échantillons simulés, une méthode a été mise en place, qui consiste à considérer les charges des leptons. Deux catégories d'événements sont définis : les événements qui contiennent des paires  $e\mu$  avec deux leptons de même charge et les événements où les deux leptons sont de charges opposées.

Tandis que les processus  $t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$  et  $WW$  génèrent des paires de leptons de charges

opposées, les processus multijet, car ils contiennent deux leptons faussement reconstruits, sont symétriques pour les nombres d'événements avec des paires de même charge et de charges opposées. D'autre part, dans le processus W+jet, une corrélation entre la charge du lepton provenant du W et celle du faux lepton provenant du jet apparait dans la simulation. Pour les processus  $t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$  et WW, toutefois, la charge d'un des leptons peut être mal déterminée et conduire à la présence de paires  $e\mu$  reconstruites de même charge. Les contributions des processus W+jet,  $Z \rightarrow \mu\mu$  et  $Z \rightarrow ee$  aux échantillons de même charge et de charges opposées sont estimées ici par les simulations.

Les spectres de masse des paires  $e\mu$  de même charge et de charges opposées sont montrés à la figure 7.10. Pour  $M_{e\mu} > 60$  GeV, le nombre de paires de même charge est de  $13 \pm 3.7$  (stat) pour les données et de  $6 \pm 1$  (syst) pour les simulations, tandis que le nombre de paires de charges opposées est de  $79 \pm 9$  (stat) pour les données et de  $73 \pm 10$  (syst) pour les simulations. La table 7.4 donne les valeurs du nombre de paires de même charge et de charges opposées pour les données et les différents processus simulés. L'incertitude systématique provient des incertitudes sur les facteurs de correction d'efficacité (2%) et sur la section efficace du processus  $t\bar{t}$  de 15% [36].

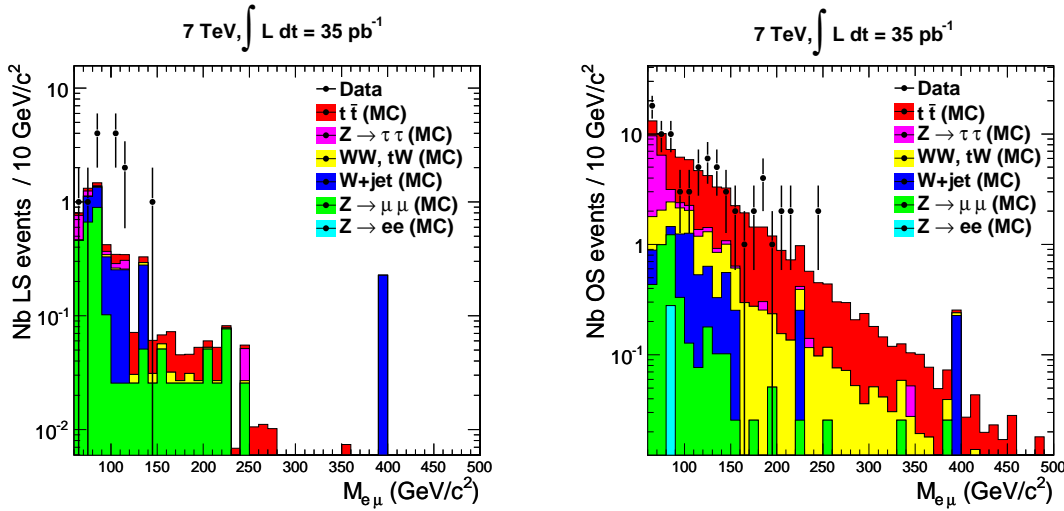


FIG. 7.10 – Distribution des spectres de masse des paires  $e\mu$  (à gauche) de même charge et (à droite) de charges opposées, pour les données et les simulations.

Le nombre de paires  $e\mu$  de même charge est utilisé pour déterminer les nombres d'événements des processus multijet à partir des données, selon la relation

$$N_{\text{multijet}}^{\text{est}} = 2 \times (N_{\text{meme charge}}^{\text{data}} - N_{\text{meme charge}}^{\text{MC}}) \quad (7.1)$$

où  $N_{\text{meme charge}}^{\text{data}}$  représente le nombre de paires  $e\mu$  de même charge évalué depuis les

	Nb. paires de même charge	Nb. paires de charges différentes
Données	$13 \pm 4$ (stat)	$79 \pm 9$ (stat)
$t\bar{t}$ , $Z \rightarrow \tau\tau$ , et WW	$1.3 \pm 0.7$ (syst)	$63.9 \pm 9.6$ (syst)
W+jets, $Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \mu\mu$	$4.7 \pm 0.7$ (syst)	$8.8 \pm 1.3$ (syst)
Total des simulations	$6 \pm 1$ (syst)	$73 \pm 10$ (syst)

TAB. 7.4 – Valeurs du nombre de paires de même charge et de charges opposées pour les données et les différents processus simulés, et leurs erreurs associées.

données et  $N_{\text{multijet}}^{\text{est}}$  représente l'estimation des bruits de fond dus aux processus multijet pour le canal  $e\mu$  et  $N_{\text{même charge}}^{MC}$  représente l'estimation du nombre de paires  $e\mu$  de même charge venant des simulations.

Une différence significative de  $7 \pm 4$  (syst) événements entre les prédictions des simulations et les données est observée pour le nombre de paires  $e\mu$  de même charge, les simulations semblant sous-estimer ce nombre. Une différence du même ordre de  $6 \pm 12$  (syst) est observée pour les paires  $e\mu$  de charges opposées.

Ceci semble indiquer que les simulations sous-estiment les taux de bruits de fond qui sont symétriques pour les charges. En effet, dans la simulation, une statistique trop limitée d'événements dus à des processus de jets est étudiée, correspondant à une luminosité intégrée de  $35 \text{ pb}^{-1}$ . La différence entre les données et les simulations semble donc provenir de la contribution d'événements multijet dans les données.

Le bruit de fond dû aux processus multijets dans le canal  $e\mu$  est donc évalué à partir de l'équation 7.1 à partir des données à une valeur de  $14 \pm 8$  (stat) pour  $M_{e\mu} > 60 \text{ GeV}$ , soit une contribution de  $14/79 \sim 20\% \pm 11\%$  de l'échantillon  $e\mu$  simulé.

## 7.7 Résultats de la méthode

Le spectre de masse invariante des paires  $e\mu$  tiré des données est montré à la figure 7.11, ainsi que le spectre venant des simulations après corrections. Ces corrections prennent en compte la fraction manquante d'événements de processus multijet dans les simulations ( $20\% \pm 11\%$ ), estimée depuis les données comme décrit ci-dessus. Pour cette luminosité, le nombre de paires  $e\mu$  mesuré dans les données vaut  $92 \pm 10$  (stat),  $33 \pm 6$  (stat) et  $6 \pm 2$  (stat) respectivement pour  $M_{e\mu} > 60, 120$  et  $200 \text{ GeV}$ . Ceci est à comparer avec les nombres déterminés depuis les simulations, qui valent respectivement  $94.8 \pm 10.1$  (syst),  $32.4 \pm 3.4$  (syst) et  $8.5 \pm 0.9$  (syst). Ces chiffres, ainsi que les nombres d'événements correspondant aux processus  $t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$  et WW estimés par les simulations, sont repris dans la table 7.5. Les erreurs systématiques proviennent de l'incertitude théorique sur l'estimation de la section efficace du processus de  $t\bar{t}$ , WW et  $Z \rightarrow \tau\tau$  (respectivement 15%, 5% et 5% - voir



section 7.4), de l'incertitude sur l'estimation de la fraction manquante d'événement jets (11%) et de l'incertitude sur les facteurs de correction (2%).

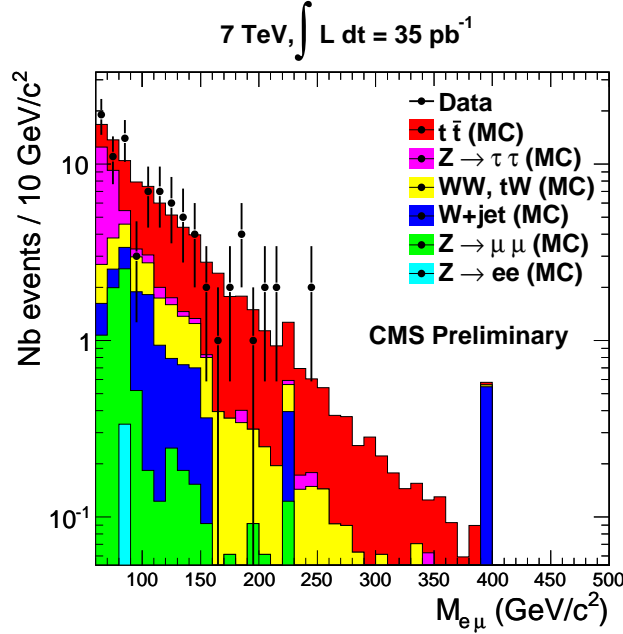


FIG. 7.11 – Spectre de masse invariante des paires  $e\mu$  tiré des données et spectre de masse estimé depuis les simulations Monte Carlo après les différentes corrections.

Nb. d'événements	Données	Simulations	MC dileptons
$M_{e\mu} > 60$ GeV	$92 \pm 10$ (stat)	$94.8 \pm 10.1$ (syst)	$65.3 \pm 6.1$ (syst)
$M_{e\mu} > 120$ GeV	$33 \pm 6$ (stat)	$32.4 \pm 3.4$ (syst)	$23.5 \pm 2.2$ (syst)
$M_{e\mu} > 200$ GeV	$6 \pm 2$ (stat)	$8.5 \pm 0.9$ (syst)	$6.1 \pm 0.6$ (syst)

TAB. 7.5 – Nombre de paires  $e\mu$  mesuré dans les données et estimé depuis les simulations, après les différentes corrections, pour différentes régions de masses. Les nombres d'événements correspondant aux processus  $t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$  et WW estimés par les simulations sont aussi donnés à la dernière colonne.

Après avoir soustrait les bruits de fond W+jet,  $Z \rightarrow \mu\mu$ ,  $Z \rightarrow ee$ , estimés par Monte Carlo, et multijet, estimés par la méthode des paires de même charge, le nombre d'événements dû aux processus  $t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$  et WW tiré des données est de  $62.6 \pm 6.8$  (syst). Ceci est à comparer avec la prédiction des simulations, qui vaut  $65.3 \pm 6.1$  (syst). Un très bon accord est obtenu entre ces deux nombres, validant les simulations.

## 7.8 Conclusions

Une méthode a été mise en place pour évaluer les nombres d'événements des bruits de fond  $t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$  et WW pour l'état final en di-électron à partir des données. Le spectre de masse invariante des paires  $e\mu$  a été étudié et comparé aux simulations Monte Carlo. Les distributions des variables de sélection des leptons et des caractéristiques cinématiques des événements montrent que l'échantillon  $e\mu$  constitué à partir des données prises en 2010 à 7 TeV est bien décrit par les simulations, sauf pour la contribution des processus multijet, absente des simulations. Cette dernière est estimée à partir des paires de leptons de même charge.

Pour le spectre de masse des paires électron-positron, les contributions relatives aux bruits de fond  $t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$  et WW sont donc estimées par les simulations, après correction pour l'efficacité et la validation du spectre  $e\mu$  simulé, en tenant compte de la fraction manquante d'événements multijet dans la simulation. Le nombre de paires  $e\mu$  mesuré dans les données vaut  $92 \pm 10$  (stat),  $33 \pm 6$  (stat) et  $6 \pm 2$  (stat) respectivement pour  $M_{e\mu} > 60$ , 120 et 200 GeV ; le nombre de paires  $e\mu$  déterminé depuis les simulations vaut respectivement  $94.8 \pm 10.1$  (syst),  $32.4 \pm 3.4$  (syst) et  $8.5 \pm 0.9$  (syst).

Les perspectives de cette méthode sont doubles. Premièrement, avec l'augmentation de la statistique accumulée au LHC en 2012 et dans les années suivantes, cette méthode sera sensible à des effets de l'ordre du pourcent dans le canal  $e\mu$  pour la section efficace des processus dileptoniques  $t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$  et WW. Dès lors, un excès ou un déficit d'événements sera très probablement détecté ; les simulations devront alors vraisemblablement être corrigées, après analyse de la source des différences observées.

Deuxièmement, une autre stratégie consisterait à estimer la contribution due aux processus  $t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$  et WW dans le canal  $ee$  directement depuis les données accumulées dans le canal  $e\mu$ , comme ce fut le cas en 2009 [48], sans utiliser les simulations. La statistique sera en effet suffisante pour atteindre une précision comparable ou supérieure à la prédiction des simulations. Cette méthode nécessitera néanmoins d'estimer plus de paramètres directement des données (efficacités de sélection des électrons et des muons) ainsi que leurs incertitudes.





## Chapitre 8

# Recherche de résonances dans le canal $e\mu$ à 7 TeV en 2011

Ce dernier chapitre présente la recherche d'une résonance se désintégrant en une paire  $e\mu$ , en utilisant les données prises à 7 TeV en 2011. Le modèle de résonance  $Z'_1/\gamma'_1$ , présenté à la section 2.4, est considéré ici. Néanmoins, la stratégie de recherche se veut indépendante du modèle de résonance étudié.

Une partie des résultats et des techniques développées pour l'analyse du spectre  $e\mu$  en 2010 (voir section 7) a été reprise dans cette analyse; comme la méthode d'estimation du bruit de fond multijet par exemple. Ces techniques éprouvées permettent d'obtenir rapidement un résultat après validation des méthodes avec les données recueillies en 2011.

Ce chapitre est structuré comme suit : la sélection des leptons et des événements, ainsi que les échantillons utilisés, sont présentés aux sections 8.1, 8.2 et 8.3; les simulations sont validées à la section 8.4; le calcul de la résolution pour une résonance  $Z'_1/\gamma'_1$ , l'ajustement des bruits de fond du Modèle Standard et le calcul du facteur d'acceptance fois efficacité sont présentés aux sections 8.7, 8.8 et 8.9; les limites supérieures sont présentées à la section 8.10, et enfin la conclusion est donnée à la section 8.11.

### 8.1 Sélection des leptons

#### 8.1.1 Electrons

Le candidat électron doit satisfaire aux critères de la sélection HEEP, décrits à la section 5.2. Ces critères sont utilisés pour la recherche de résonances massives se désintégrant en une paire d'électrons dans CMS à 7 TeV en 2011 [22, 52]. Les électrons doivent avoir une impulsion transverse  $p_T$  supérieure à 35 GeV dans le tonneau et 40 GeV dans les bouchons. Contrairement à l'analyse menée en 2010 portant sur les paires  $e\mu$  (section 7.2), le veto sur les muons qui créent des dépôts d'énergie dans l'ECAL par Bremsstrahlung n'est plus appliqué. En effet, pour des masses de la paire  $e\mu$  de plus de 100 GeV, la contribution due au processus  $Z \rightarrow \mu\mu$  devient négligeable.

### 8.1.2 Muons

Le candidat muon doit avoir une impulsion transverse  $p_T > 35$  GeV. Le candidat muon doit satisfaire aux critères de sélection utilisés pour la recherche de résonances massives se désintégrant en une paire de muons dans CMS à 7 TeV en 2011 [53, 52]. Les critères qui ont changé par rapport à l'analyse de 2010 (critères détaillés à la section 7.2) sont premièrement l'abandon du critère sur l'ajustement global de la trace normalisé par le nombre de degrés de liberté; et deuxièmement le critère d'isolement portant désormais uniquement sur l'isolement dans le détecteur de traces. Ce changement a été effectué en vue d'unifier les différentes analyses, afin de pouvoir facilement comparer les résultats et les incertitudes.

Les critères relatifs à la sélection des muons sont les suivants :

- $|\eta| < 2.4$ ;
- muon reconstruit à la fois dans le détecteur à muons et dans le détecteur de traces, en demandant que les deux traces reconstruites soient compatibles au niveau des angles  $\phi$  et  $\theta$  (nommé *globalMuon*);
- le nombre de points associés dans le détecteur de traces doit être supérieur à 10;
- le nombre de points associés dans les chambres à muons doit être non nul;
- la distance de plus proche approche à la zone d'interaction dans le plan transverse doit être inférieure à 0.2 cm;
- l'isolement relatif dans le détecteur de traces  $Iso_{\text{track}} / p_T$  doit être inférieur à 0.10

L'influence du changement des critères de sélection pour les muons par rapport aux critères de 2010 a été vérifié en détail dans la section 8.4 pour la validation des simulations et dans la section 8.5 pour le contrôle de la contribution due aux processus multijet.

## 8.2 Sélection des événements

Un électron et un muon reconstruits passant les critères de sélection sont demandés, et la masse invariante de la paire  $e\mu$  doit être supérieure à 60 GeV.

De plus, on demande que les événements possèdent au moins un vertex primaire qui soit bien reconstruit. Nous demandons que le nombre de traces associées soit strictement supérieur à 3 et que le nombre de degrés de liberté de l'ajustement du vertex primaire soit strictement supérieur à 3.

Selon le modèle testé, un critère sur les charges des leptons peut également être imposé, comme décrit plus bas.

## 8.3 Echantillons utilisés

### 8.3.1 Données

Les données utilisées ont été prises dans la période de mars 2011 jusqu'à début octobre 2011, ce qui correspond à une luminosité sélectionnée de  $3.35 \pm 0.15 \text{ fb}^{-1}$ . L'évolution de la luminosité mesurée par CMS durant l'année 2011 est montrée à la figure 3.3. L'incertitude sur l'estimation de la luminosité est de 4.5% [54]. Les échantillons de données utilisés sont les suivants :

- /MuEG/Run2011A-May10ReReco-v1/AOD
- /MuEG/Run2011A-PromptReco-v4/AOD
- /MuEG/Run2011A-05Aug2011-v1/AOD
- /MuEG/Run2011A-PromptReco-v6/AOD
- /MuEG/Run2011B-PromptReco-v1/AOD

Les données sont sélectionnées en demandant le déclenchement du trigger associé à la présence dans le détecteur d'un muon validé par le niveau L1 de plus de 15 GeV d'impulsion et d'un photon L1 de plus de 20 GeV d'énergie. Le nom de ce système de déclenchement est :

HLT\_Mu15\_Photon20\_CaloIdL

### 8.3.2 Simulation des processus du Modèle Standard

Les échantillons simulés des processus du Modèle Standard utilisés dans cette étude sont détaillés à la table 8.1.

Echantillons	Section Eff. (pb)
/TT_TuneZ2_7TeV-pythia6-tauola/Summer11-PU_S3_START42_V11-v2/AODSIM	163 (NNLO)
/DYToTauTau_M-20_TuneZ2_7TeV-pythia6-tauola/Summer11-PU_S3_START42_V11-v2/AODSIM	1666 (NNLO)
/WW_TuneZ2_7TeV-pythia6-tauola/Summer11-PU_S4_START42_V11-v1/AODSIM	43 (NNLO)
/WZ_TuneZ2_7TeV-pythia6-tauola/Summer11-PU_S4_START42_V11-v1/AODSIM	18 (NNLO)
/T_TuneZ2_tW-channel-DR_7TeV-powheg-tauola/Summer11-PU_S4_START42_V11-v1/AODSIM	7.9 (NNLO)
/Tbar_TuneZ2_tW-channel-DR_7TeV-powheg-tauola/Summer11-PU_S4_START42_V11-v1/AODSIM	7.9 (NNLO)
/WJetsToLNu_TuneZ2_7TeV-madgraph-tauola/Summer11-PU_S4_START42_V11-v1/AODSIM	31314 (NNLO)
/DYToEE_M-20_TuneZ2_7TeV-pythia6/Summer11-PU_S3_START42_V11-v2/AODSIM	1666 (NNLO)
/DYToMuMu_M-20_TuneZ2_7TeV-pythia6/Summer11-PU_S3_START42_V11-v1/AODSIM	1666 (NNLO)

TAB. 8.1 – Echantillons simulés des processus du Modèle Standard utilisés dans ce chapitre, ainsi que les sections efficaces correspondantes.

Les simulations sont corrigées pour l'influence de la superposition des interactions dans CMS (voir section 7.4.1 pour la superposition d'interactions). Les événements contenus dans les simulations ont été pondérés afin que la distribution du nombre de vertex primaires

bien reconstruits (comme définis à la section 8.2) soit similaire à la distribution des vertex mesurée dans les données.

Pour ce faire, un échantillon constitué d'événements contenant des paires  $e\mu$  de sélection lâche a été constitué. Aucun critère de sélection n'est demandé aux candidats électron et muon ; ces candidats doivent avoir une impulsion transverse de plus de 35 GeV (40 GeV pour les électrons dans les bouchons) et doivent se trouver dans l'acceptance de leurs détecteurs respectifs. A partir de cet échantillon, les facteurs de pondération sont calculés pour chaque processus simulé, à partir de la distribution du nombre de vertex primaires. Cette pondération au moyen d'un échantillon lâche a pour but de pouvoir simuler la perte d'efficacité possible de la sélection des électrons et des muons pour des événements caractérisés par une grande superposition d'interactions.

La distribution du nombre de vertex primaires bien reconstruits dans les données est montrée à la figure 8.1 pour les données et les simulations, pour la sélection détaillée à la section 8.2 et en normalisant les simulations pour une luminosité de  $3.35 \text{ fb}^{-1}$ . De légères différences par rapport à la distribution mesurée dans les données sont observées ; celles-ci sont dues au différent niveau de sélection utilisé pour la pondération des simulations et pour l'obtention de la distribution des vertex primaires montrée à la figure 8.1.

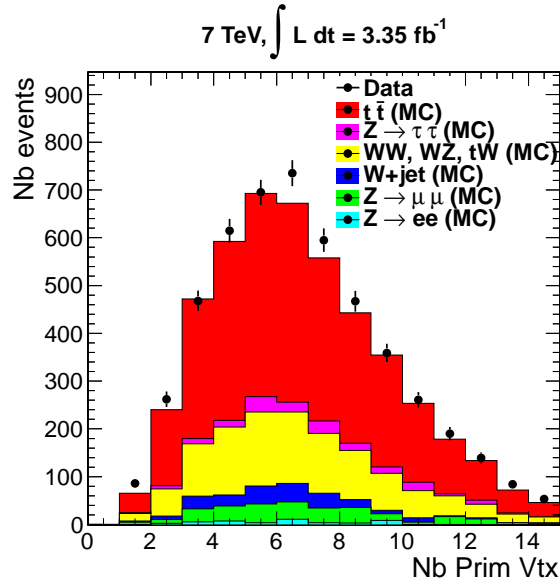


FIG. 8.1 – Distribution du nombre de vertex primaires bien reconstruits dans les données, pour les événements passant les critères de sélection définis à la section 8.2 et en normalisant les simulations pour une luminosité de  $3.35 \text{ fb}^{-1}$ .



### 8.3.3 Simulation du signal

J'ai simulé les échantillons de signal correspondant aux résonances  $Z'_1/\gamma'_1$  se désintégrant en une paire  $e^-\mu^+$  pour des masses invariantes de 1, 1.5 et 2 TeV, contenant chacun 10000 événements. Ces événements ont été générés en utilisant le générateur Madgraph 5.0 [55].

J'ai utilisé des fichiers de configuration permettant de produire des modèles de résonances se désintégrant en plusieurs particules du Modèle Standard, que j'ai adapté au modèle décrit à la section 2.4. Les fichiers de configuration que j'ai adaptés proviennent de la version Madgraph 4; j'ai ensuite utilisé l'interface Madgraph4/Madgraph5 pour pouvoir utiliser ces fichiers et lancer la simulation.

Pour ce faire, j'ai encodé les informations concernant la masse et la largeur de la résonance, ainsi que le nature du boson échangé et la valeur des couplages aux quarks et aux leptons. La largeur et les couplages du boson satisfont aux équations de la section 2.4. Les couplages utilisés sont ainsi les mêmes que ceux du Modèle Standard, multipliés par le facteur  $\kappa$  de l'équation 2.8.

Après la génération par Madgraph 5, qui a produit un fichier au format Les Houches [56], ces événements ont ensuite été reconstruits en utilisant les outils standards de la collaboration CMS. La version de l'environnement correspondant est *CMSSW\_4\_2\_3*. La simulation du processus  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^-\mu^+$  n'a pas été superposée à un empilement d'interactions dans CMS. Les hadrons issus d'événements superposés sont des particules de bas  $p_T$  (quelques GeV) et ne devraient pas influencer l'efficacité du critère d'isolement sur des leptons de quelques centaines de GeV, comme c'est le cas ici.

## 8.4 Validation de la simulation

Les distributions relatives à la cinématique et à la sélection des électrons et des muons observées dans les données sont comparées ici aux simulations, en vue de déterminer la fiabilité de celles-ci. Les événements sont sélectionnés suivant les critères détaillés à la section 8.2 et les simulations sont normalisées pour correspondre à une luminosité de  $3.35 \text{ fb}^{-1}$ .

### 8.4.1 Validation pour les électrons

Les distributions des variables cinématiques  $p_T$ ,  $\eta_{SC}$  et  $\phi$  sont montrées à la figure 8.2 pour les électrons dans les données et les simulations.

Les distributions des variables de sélection  $\Delta\eta_{in}$ ,  $\Delta\phi_{in}$ ,  $\sigma_{in\eta}$ ,  $Iso_{ECAL}$ ,  $Iso_{HCAL}$  et  $Iso_{track}$  sont montrées à la figure 8.3 pour les électrons dans les données et les simulations. On observe un bon accord entre les données et les simulations.

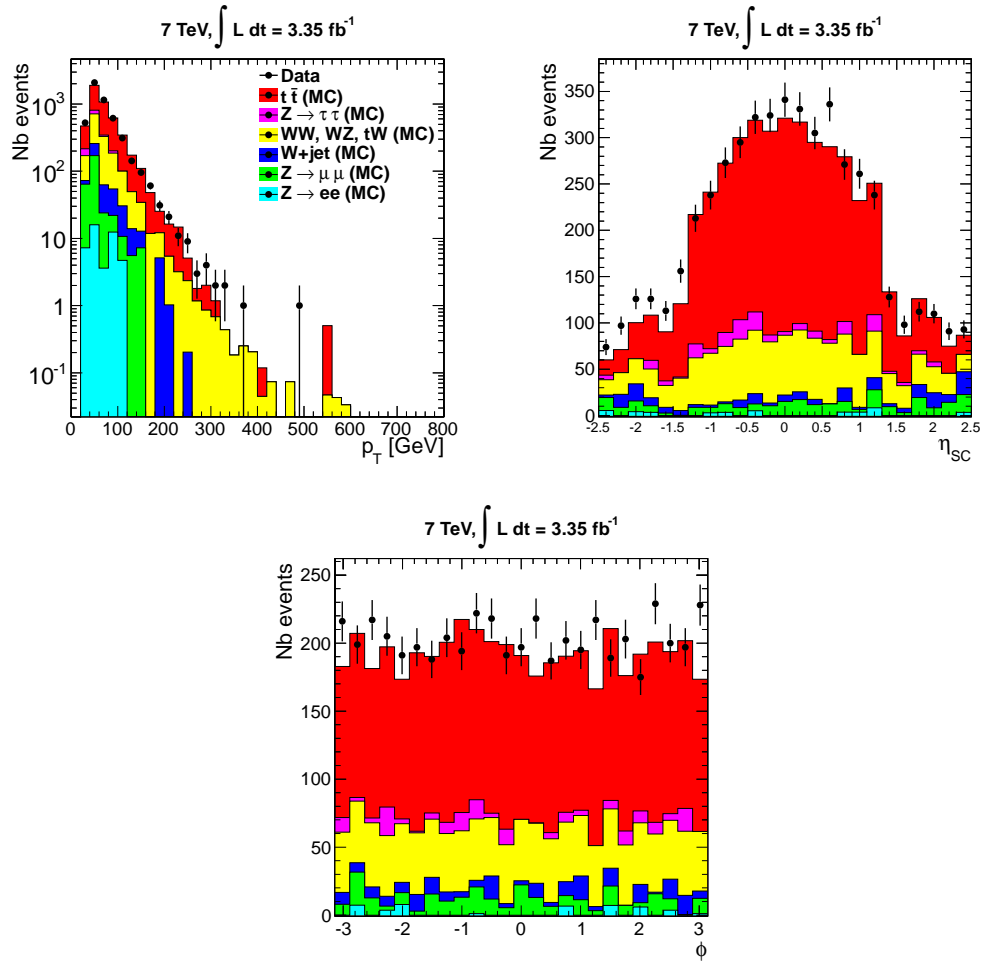


FIG. 8.2 – Variables cinématiques (en haut à gauche)  $p_T$ , (en haut à droite)  $\eta_{SC}$  et (en bas)  $\phi$  pour les électrons, pour la sélection détaillée ci-dessus et en pondérant les simulations pour une luminosité de  $3.35 \text{ fb}^{-1}$ .

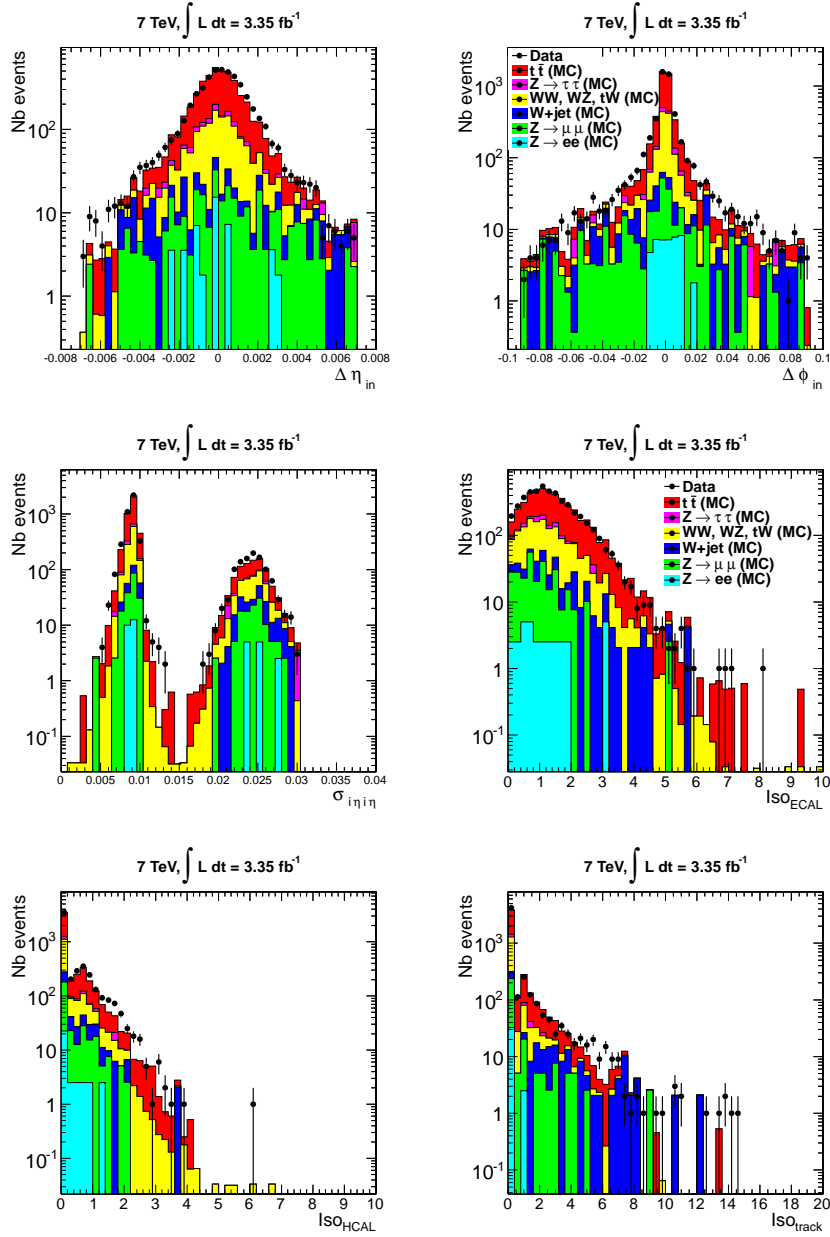


FIG. 8.3 – Distributions des variables de sélection (en haut à gauche)  $\Delta\eta_{in}$ , (en haut à droite)  $\Delta\phi_{in}$ , (au milieu à gauche)  $\sigma_{inj}$ , (au milieu à droite)  $Iso_{ECAL}$ , (en bas à gauche)  $Iso_{HCAL}$  et (en bas à droite)  $Iso_{track}$  pour les électrons dans les données et les simulations.

### 8.4.2 Validation pour les muons

Les distributions des variables cinématiques  $p_T$ ,  $\eta$  et  $\phi$  sont montrées à la figure 8.4 pour les muons dans les données et les simulations.

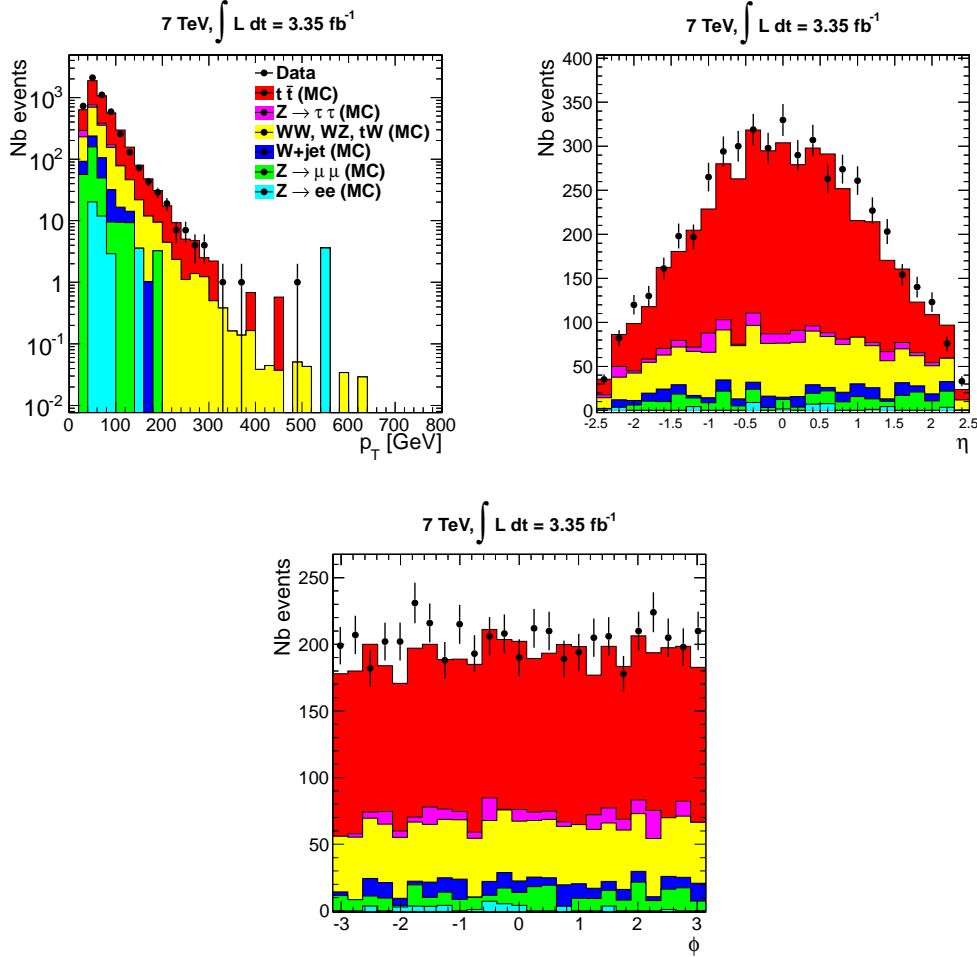


FIG. 8.4 – Variables cinématiques (en haut à gauche)  $p_T$ , (en haut à droite)  $\eta$  et (en bas)  $\phi$  pour les muons dans les données et les simulations.

Les distributions des variables de sélection  $N_{hits}$  dans le détecteur de traces,  $N_{hits}$  dans les détecteurs à muon et  $Iso_{track}$  sont montrées à la figure 8.5 pour les muons dans les données et les simulations.

On observe un accord raisonnable pour la variable  $N_{hits}$  dans le détecteur de traces, tandis que les variables  $N_{hits}$  dans les détecteurs à muon et  $Iso_{track}$  sont en bon accord, validant les simulations. La coupure sur la variable  $N_{hits}$  dans le détecteur de traces est

choisie suffisamment lâche pour que les simulations reproduisent l'efficacité de sélection dans les données.

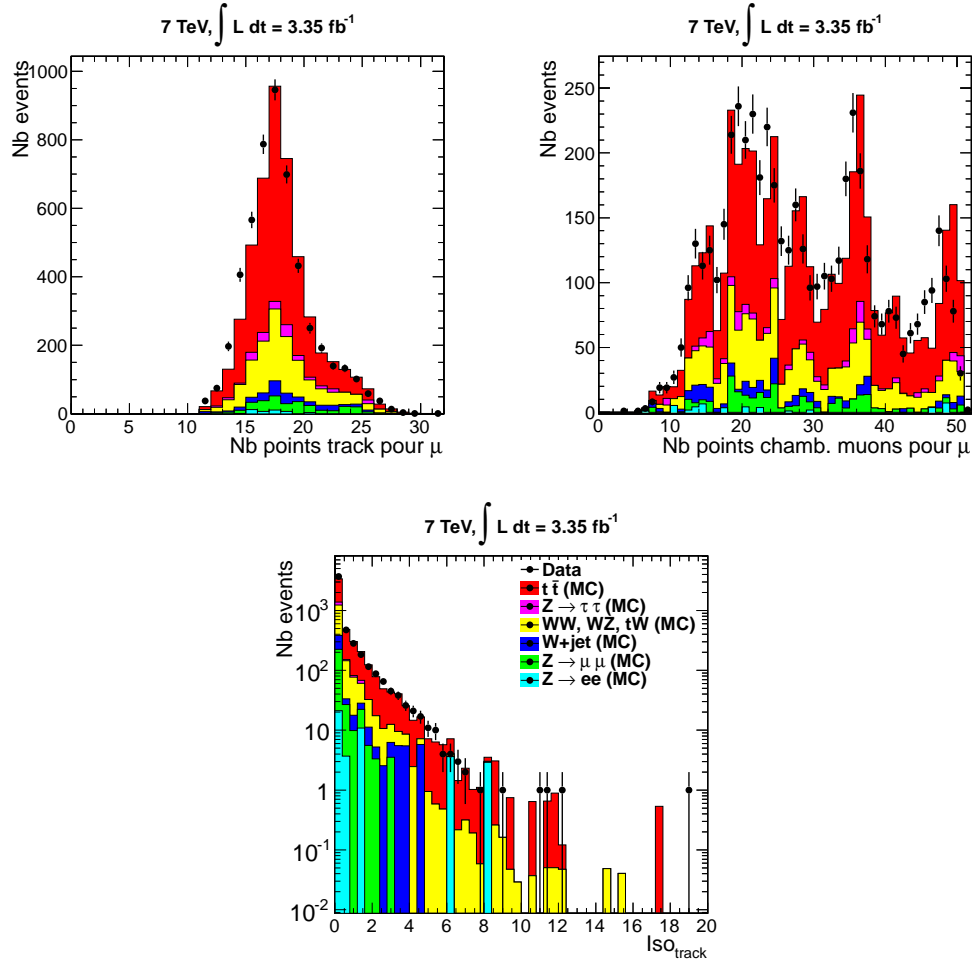


FIG. 8.5 – Distributions des variables de sélection (en haut à gauche)  $N_{hits}$  dans le détecteur de traces, (en haut à droite)  $N_{hits}$  dans les détecteurs à muon et (en bas)  $Iso_{\text{track}}$  pour les muons dans les données et les simulations.

## 8.5 Contrôle du bruit de fond multijet

Le bruit de fond multijet, absent des simulations, doit être contrôlé en détail dans cette analyse. Pour ce faire, la même méthode que celle appliquée à l'analyse  $e\mu$  de 2010 est mise en place (voir section 7.6). Le nombre de paires  $e\mu$  dont les deux leptons sont de mêmes charges prédit par les simulations est comparé au nombre de paires mesuré dans les données, et ceci fournit l'estimation du taux de bruit de fond multijet (voir équation 7.1).

La figure 8.6 montre le spectre de masse invariante des paires  $e\mu$  dont les deux leptons sont de même charge et de charges opposées pour les données, ainsi que la prédiction des simulations. Le nombre de paires  $e\mu$  dont les deux leptons sont de même charge prédit par les simulations est de 290, tandis que l'on mesure  $454 \pm 21$  (stat) paires de même charge dans les données. L'estimation du bruit de fond multijet est donc de  $328 \pm 42$  (stat) événements, ce qui correspond à 7.3% de la valeur du nombre total d'événements prédit par les simulations. Les simulations sont corrigées pour cet effet par ce facteur moyen de 7.3%.

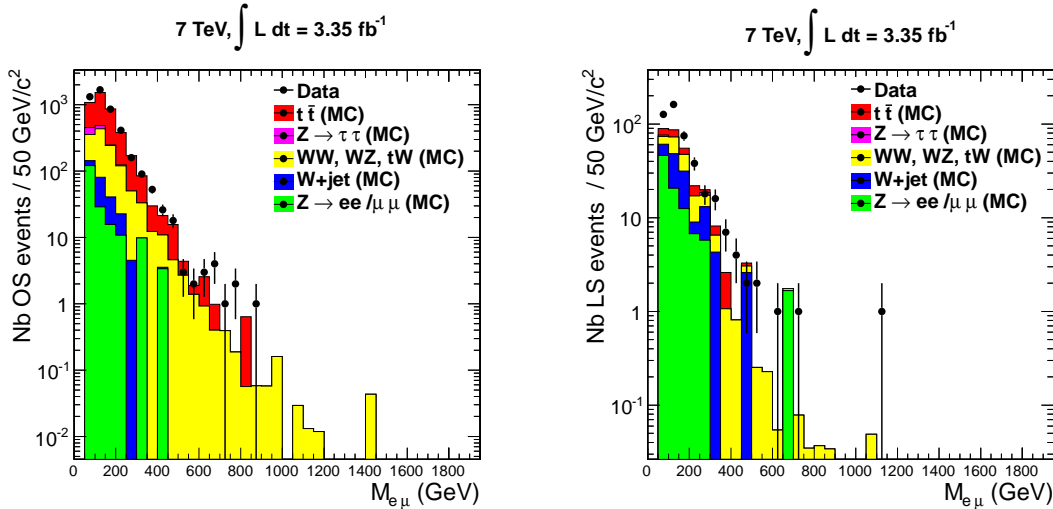


FIG. 8.6 – Distributions du spectre de masse invariante des paires  $e\mu$  (à gauche) de charges opposées et (à droite) de même charge, pour les données et les simulations.

Nous observons donc que l'utilisation du critère d'isolement portant uniquement sur l'isolement dans le détecteur de traces ne fait pas augmenter la contribution due aux processus multijet (20% dans l'analyse des données 2010 avec l'isolement relatif dans le détecteur de traces, ECAL et HCAL - section 7.6 ; et 7.3% dans ce chapitre). Ce critère peut donc être utilisé de façon robuste dans cette analyse.

## 8.6 Les charges

Le signal générique recherché se trouve sous la forme d'une résonance se désintégrant en une paire de leptons de charges opposées. Dans le cas particulier du  $Z'_1/\gamma'_1$ , le signal recherché est une paire  $e^-\mu^+$ . Les processus de bruit de fond du Modèle Standard forment principalement des paires  $e\mu$  de charges opposées pour les processus  $t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$ ,  $WW$ ,  $WZ$  et  $tW$ ; tandis qu'ils forment des paires de charges opposées et de même charge pour les processus  $W$ +jets,  $Z \rightarrow ee$ ,  $Z \rightarrow \mu\mu$  et multijet, un des leptons provenant d'un jet. Un critère sur les charges des leptons est donc naturellement envisagé, afin de réduire le bruit de fond du Modèle Standard et ainsi d'augmenter éventuellement la sensibilité de l'analyse.

Trois scénarios pour la charge des leptons sont envisagés dans cette analyse :

- Toutes les paires  $e\mu$ ;
- Les paires  $e\mu$  de charges opposées;
- Les paires  $e^-\mu^+$ .

La distribution du spectre de masse invariante des paires  $e\mu$  est montrée à la figure 8.7, pour les trois scénarios de charges considérés. Cette distribution a été réalisée en considérant une résonance  $Z'_1$  et  $\gamma'_1$  de 1 TeV dont la section efficace correspond à la valeur la plus favorable avant l'exclusion par les contraintes sur la désintégration des  $K_L^0$ .

On remarque qu'il faudrait environ 100 fois plus de luminosité pour commencer à distinguer ces résonances  $Z'_1$  et  $\gamma'_1$  de 1 TeV sur un de ces spectres de masse invariante. De plus, avec 100 fois plus de luminosité, le taux de bruit de fond attendu sera similaire au signal; ce qui signifie que des critères plus stricts sur les événements devraient alors vraisemblablement être envisagés, pour pouvoir découvrir et caractériser cette résonance.

On remarque que l'événement de plus haute masse, 1108 GeV, est un événement où les deux leptons sont de même charge.

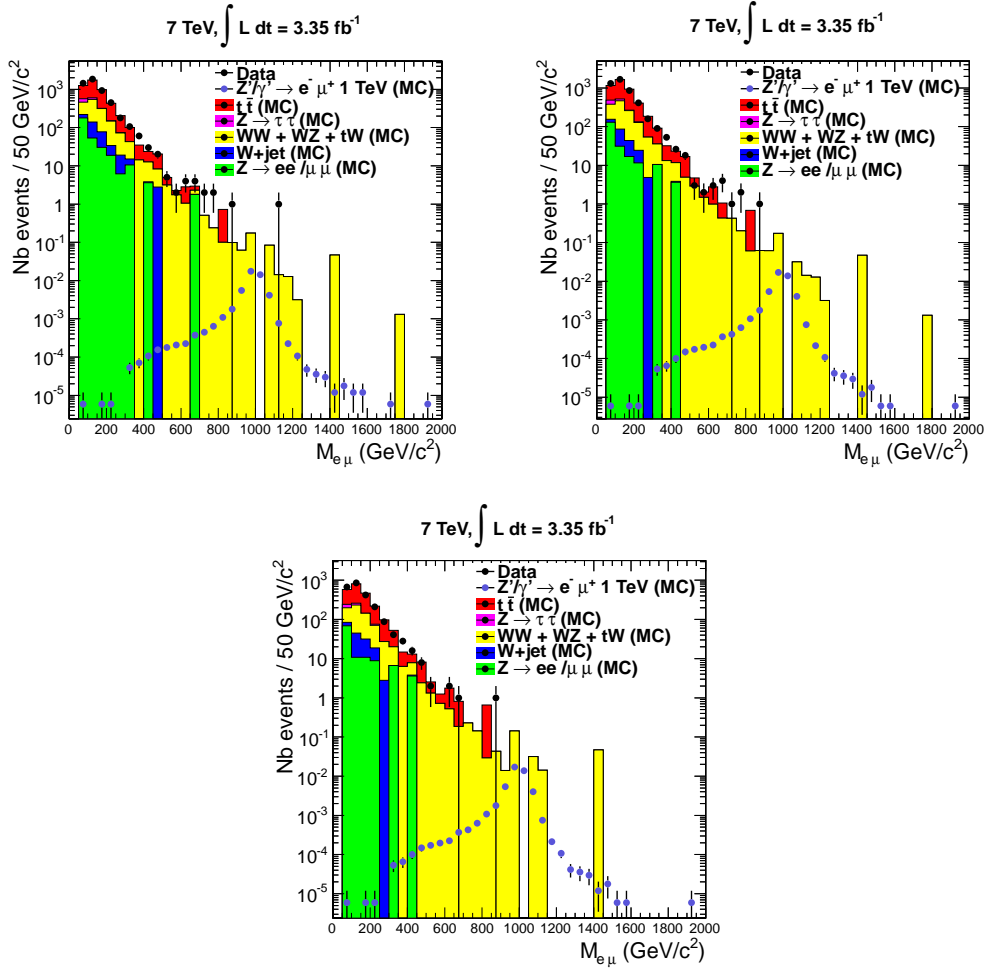


FIG. 8.7 – Spectre de masse des paires  $e\mu$  observé dans les données, et prédit par les simulations pour le Modèle Standard et pour une résonance  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^-\mu^+$  de 1 TeV, pour les trois scénarios de charges : (à gauche) toutes les paires  $e\mu$ , (à droite) les paires de charges opposées et (en bas) les paires  $e^-\mu^+$ .

## 8.7 Calcul de la résolution en masse d'une résonance $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^-\mu^+$

La résolution en masse invariante de la résonance massive observée dans le détecteur CMS est déterminée par l'ajustement de la distribution de masse invariante des paires  $e\mu$  provenant de la désintégration de la résonance, distribution déterminée par les simulations. La fonction utilisée lors de cet ajustement est une gaussienne. L'ajustement est effectué



## 8.7. CALCUL DE LA RÉOLUTION EN MASSE D'UN RÉSONANCE $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow E^- \mu^+ 121$

dans la fenêtre de masse invariante s'étalant sur  $\pm 20\%$  de la masse de la résonance, et est réalisé en utilisant le programme Minuit [57] interfacé avec le logiciel Root [58]. La figure 8.8 montre cet ajustement pour une résonance  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^- \mu^+$  d'une masse de 1, 1.5 et 2 TeV. L'influence provenant des différents critères de charge étant minimale, nous ne montrons pas les ajustements pour les trois scénarios ici, mais seulement le cas où l'état final est constitué de paires  $e^- \mu^+$ .

La table 8.2 montre les valeurs correspondant à l'ajustement obtenu à la figure 8.8, en appliquant le critère de charge  $e^- \mu^+$ . La résolution attendue est respectivement de l'ordre de 50, 90 et 140 GeV pour une résonance  $Z'_1/\gamma'_1$  de 1, 1.5 et 2 TeV.

Variable	Valeur trouvée par l'ajustement (GeV)	Incertitude (GeV)
<i>1 TeV</i>		
$\mu$	993.5	0.6
$\sigma$	50.8	0.6
<i>1.5 TeV</i>		
$\mu$	1490.0	1.1
$\sigma$	92.6	0.9
<i>2 TeV</i>		
$\mu$	1984.0	1.7
$\sigma$	141.1	1.4

TAB. 8.2 – Valeurs ajustées des paramètres  $\mu$  et  $\sigma$ , dans le cas d'un ajustement gaussien de la résolution en masse d'une résonance  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^- \mu^+$  de 1, 1.5 et 2 TeV, comme montré à la figure 8.8. Les incertitudes proviennent de l'ajustement par le programme Minuit [57].

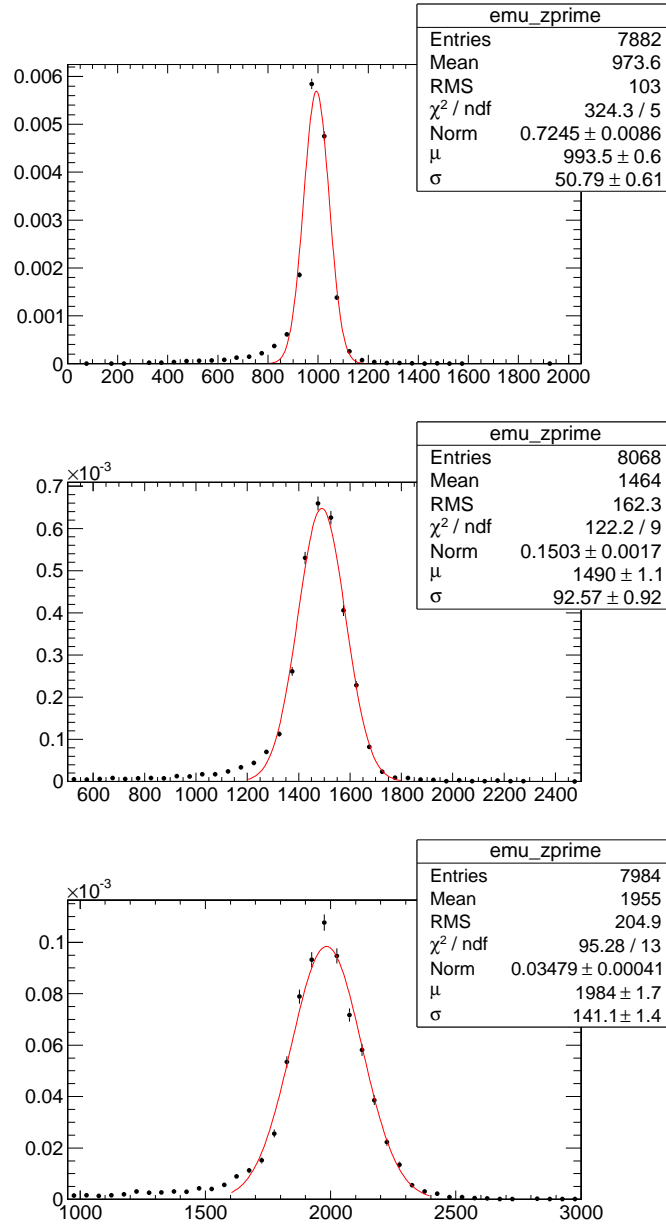


FIG. 8.8 – Ajustement de la résolution en masse invariante d’une résonance  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^- \mu^+$  de (au dessus) 1 TeV, (au milieu) 1.5 TeV et (en bas) 2 TeV à partir d’une fonction gaussienne, dans une fenêtre de masse de  $\pm 20\%$  de la masse de la résonance.

## 8.8 Ajustement du taux de bruit de fond dû aux processus du Modèle Standard

La prédiction des simulations pour les processus du Modèle Standard dans le canal  $e\mu$  a été vérifiée en détail dans la note de travail de recherche d'une résonance massive se désintégrant en une paire électron-positron [22], et ces prédictions se trouvent en accord avec les données.

Dans ce chapitre, nous allons donc utiliser la prédiction des simulations pour la forme du spectre de masse invariante due aux processus du Modèle Standard et nous allons faire un ajustement de ce spectre, afin de pouvoir prédire le taux de bruit de fond à grande masse invariante.

Un coude entre la région des basses masses ( $M_{e\mu} < 500$  GeV) et hautes masses ( $M_{e\mu} > 500$  GeV) est observé. Ce coude est vraisemblablement dû à des processus différents contribuant au spectre total dans ces deux différentes régions, quoique la taille des échantillons de simulation ne permet pas de l'affirmer avec certitude. Un ajustement dans la région des hautes masses est effectué, pour  $M_{e\mu} > 500$  GeV, de sorte à bien estimer le bruit de fond dans la région du signal.

La figure 8.9 représente un tel ajustement pour les trois scénarios de charges, où la fonction  $N \times \exp(a \times (x - 500 \text{ GeV}))$  représente la dépendance du taux de bruit de fond avec la masse invariante. La variable  $N$ , représentant la normalisation de l'ajustement, et la variable  $a$ , représentant la pente de la courbe, sont déterminées en ajustant le spectre de masse prédit par les simulations entre 500 et 2000 GeV. La table 8.3 donne les valeurs ajustées des paramètres  $N$  et  $a$ . L'ajustement est réalisé à partir d'un maximum de vraisemblance, en utilisant le programme Minuit [57] interfacé avec le logiciel Root [58].

Variable	Valeur trouvée par l'ajustement	Incertitude
<i>Toutes les paires <math>e\mu</math></i>		
$N$	12.7	4.8
$a$	$-8.2 \times 10^{-3}$	$2.1 \times 10^{-3}$
<i>Paires <math>e\mu</math> de charges opposées</i>		
$N$	10.8	4.6
$a$	$-8.6 \times 10^{-3}$	$2.5 \times 10^{-3}$
<i>Paires <math>e^- \mu^+</math></i>		
$N$	6.0	3.2
$a$	$-7.6 \times 10^{-3}$	$2.8 \times 10^{-3}$

TAB. 8.3 – Valeurs ajustées des paramètres  $N$  et  $a$ , dans le cas d'un ajustement de la forme  $N \times \exp(a \times (x - 500 \text{ GeV}))$  sur le spectre de masse invariante des paires  $e\mu$  à haute masse. Les incertitudes proviennent de l'ajustement au moyen du programme Minuit.

Ensuite, l'ajustement ainsi déterminé est normalisé par le rapport du nombre de paires  $e\mu$  d'une masse invariante supérieure à 60 GeV mesuré dans les données et prédit par les

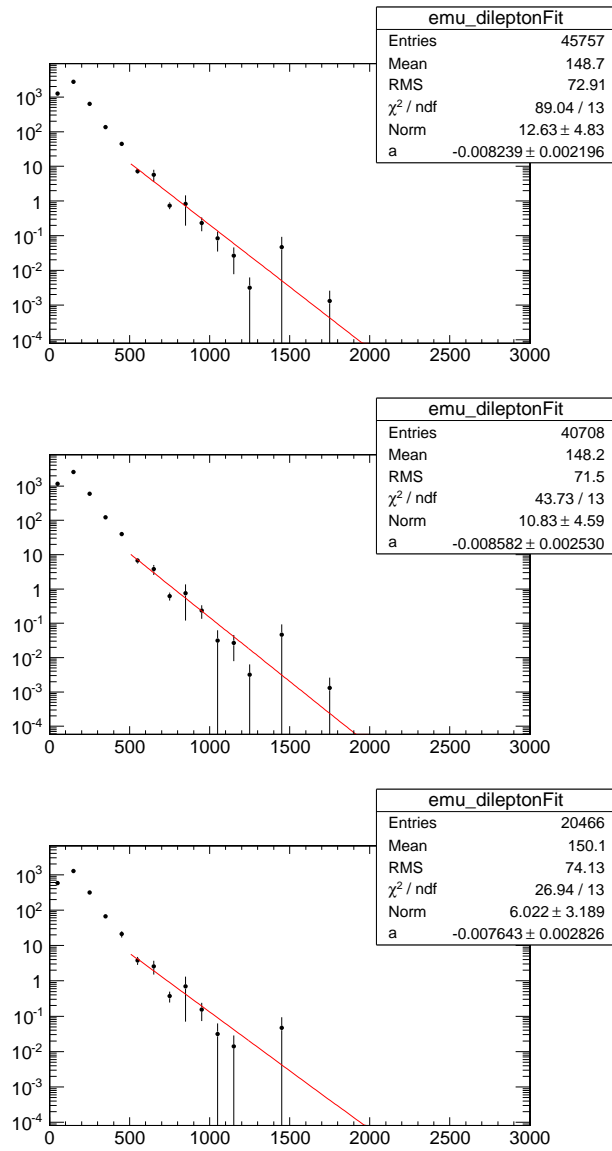


FIG. 8.9 – Ajustement de la prédiction des simulations pour les processus du Modèle Standard, en utilisant la fonction  $N \times \exp(a \times (x - 500 \text{ GeV}))$  pour représenter la dépendance du taux de bruit de fond avec la masse invariante; l'ajustement est effectué dans la fenêtre de masse  $500 < M_{e\mu} < 2000 \text{ GeV}$  pour les trois scénarios : (en haut) toutes les paires  $e\mu$ , (au milieu) les paires de charge opposées et (en bas) les paires  $e^-\mu^+$ .

simulations, pour le scénario de charges choisi. Cette normalisation permet de se défaire de

l'incertitude sur la section efficace du processus de  $t\bar{t}$  (15%).

Pour une résonance  $Z'_1/\gamma'_1$  de masse 1 TeV et d'une largeur de 50 GeV, le nombre d'événements de bruit de fond prédit par la méthode d'ajustement dans une fenêtre de deux fois la largeur de la résonance de part et d'autre de la résonance ( $\pm 2\sigma$ ) est respectivement de 0.49, 0.35 et 0.31 pour les scénarios : toutes les paires  $e\mu$ , les paires de charge opposées et les paires  $e^-\mu^+$ .

L'erreur sur l'estimation du taux de bruit de fond par la méthode d'ajustement est estimée à partir de l'ajustement, en faisant varier les paramètres  $N$  et  $a$  de l'ajustement d'une valeur de  $1\sigma$ . Les erreurs systématiques ainsi estimées valent respectivement 0.30, 0.25 et 0.21 événements pour les trois scénarios ci-dessus.

## 8.9 Calcul du facteur d'acceptance fois efficacité associé à la reconstruction d'un résonance $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^-\mu^+$

Le produit de l'acceptance fois efficacité de reconstruction des événements provenant de la désintégration d'une résonance  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^-\mu^+$  dans le détecteur est estimé à partir des simulations. Pour ce faire, une fenêtre en masse invariante de deux fois la valeur de la largeur de la résonance de part et d'autre de celle-ci est considérée. Le produit acceptance fois efficacité est ainsi calculé comme le rapport du nombre de paires  $e\mu$  reconstruites, sélectionnées et dans la fenêtre de masse, avec le nombre total de paires  $e\mu$  générées dans la fenêtre de masse.

Ensuite, ce calcul de l'acceptance fois efficacité de sélection doit aussi être corrigé par le rapport entre l'efficacité de reconstruction et de sélection des leptons dans les données et les simulations. Pour les reconstruction des électrons, ce rapport vaut  $1.001 \pm 0.005$  et  $0.999 \pm 0.009$  respectivement pour les électrons dans le tonneau et dans les bouchons [51]. Pour la sélection des électrons, ce rapport vaut  $0.978 \pm 0.004$  dans le tonneau et  $0.994 \pm 0.007$  dans les bouchons [22]. Pour les muons, cette correction moyennée en  $\eta$  est mesurée par le groupe EWK ([35] et [51]) et vaut  $0.985 \pm 0.006$  pour les muons provenant d'un Z.

Enfin, les simulations doivent aussi être corrigées pour l'efficacité du système de déclenchement. Cette efficacité vaut 94 % [47] pour le canal de déclenchement utilisé (*HLT\_Mu15-Photon20\_CaloIdL*). Celle-ci correspond à l'efficacité de déclenchement pour la branche  $\mu$ , l'efficacité de la branche photon étant de 100 % pour une électron passant la sélection HEEP.

La table 8.4 montre les valeurs d'acceptance fois efficacité corrigées estimées pour une résonance  $Z'_1/\gamma'_1$  de 1, 1.5 et 2 TeV, pour les trois scénarios de charge envisagés.

Une incertitude systématique conservatrice de 5% sur l'efficacité de sélection de la paire  $e\mu$ , 3% provenant de l'électron [22] et 2% provenant du muon [53], est appliquée à cette valeur d'acceptance fois efficacité, due à l'incertitude sur les facteurs de correction d'efficacité.

Scénario	1 TeV	1.5 TeV	2 TeV
Toutes les paires $e\mu$	0.68	0.70	0.70
Paires $e\mu$ de charges opposées	0.66	0.68	0.68
Paires $e^-\mu^+$	0.66	0.68	0.68

TAB. 8.4 – Valeurs d’acceptance fois efficacité estimées pour une résonance  $Z'_1/\gamma'_1$  de 1, 1.5 et 2 TeV, pour les trois scénarios de charge.

## 8.10 Limites

Les limites sont évaluées à partir d’une expérience de comptage, en utilisant les valeurs de luminosité, de taux de bruit de fond et d’acceptance fois d’efficacité définies respectivement aux sections 8.3.1, 8.8 et 8.9. La fenêtre de masse utilisée pour ce comptage est déterminée en prenant la masse de la résonance, plus ou moins deux fois la valeur de la résolution, déterminée à la section 8.7. Dans les données, aucun événement n’est observé avec une masse de plus de 900 GeV en demandant que les paires  $e\mu$  soient de charges opposées.

### 8.10.1 Limites supérieures sur le processus $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^-\mu^+$

Une expérience de comptage ([59],[60]) est réalisée pour des masses de la résonance  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^-\mu^+$  de 1, 1.5 et 2 TeV, et pour les trois scénarios de charges. Dans cette expérience de comptage, la distribution à priori de la section efficace vaut 1 de 0 à  $\sigma_{\text{MAX}}$ , tandis qu’elle vaut 0 au delà de  $\sigma_{\text{MAX}}$ ;  $\sigma_{\text{MAX}}$  étant la valeur limite de la section efficace à partir de laquelle le rapport des vraisemblances des hypothèses (signal + br. de fond) et br. de fond vaut moins que  $10^{-6}$ . Les distributions à priori de l’acceptance fois efficacité et du taux de bruit de fond sont représentées par des gaussiennes tronquées à zéro, de moyenne et d’écart-type correspondant aux valeurs déterminées plus haut ainsi qu’à leurs erreurs.

Les tables 8.5, 8.6 et 8.7 montrent les limites supérieures attendues et observées sur les sections efficaces à un niveau de confiance de 95% obtenues à partir de l’expérience de comptage, pour les trois scénarios de charges.

La présence d’un événement où la paire  $e\mu$  est caractérisée par des leptons de même charge qui forment un objet d’une masse invariante de 1108 GeV est en prendre en considération. Cet événement, ne rentrant pas dans la fenêtre de masse invariante définie pour une résonance  $Z'_1/\gamma'_1$  de 1 TeV, ni de 1.5 TeV, n’influence pas les limites déterminées à la table 8.5 pour le scénario numéro un (toutes les paires  $e\mu$ ); néanmoins, cet événement est à considérer si l’on veut proposer des limites observées continues en la masse invariante.

On constate que les trois scénarios donnent des résultats similaires pour les limites observées. Le taux de bruit de fond étant proche de zéro, l’effet du facteur d’acceptance fois efficacité sur les limites est dominant. Comme le spectre de masse des paires  $e\mu$  de charges opposées ne contient pas d’événements à plus de 900 GeV, et que ce critère de charge est raisonnable pour une recherche générique d’une résonance se désintégrant en une paire  $e\mu$ ,

<i>Scénario 1 : toutes les paires <math>e\mu</math></i> Masse de la résonance $Z'_1/\gamma'_1$	1 TeV	1.5 TeV	2 TeV
Luminosité ( $\text{pb}^{-1}$ )	3350		
Incertitude ( $\text{pb}^{-1}$ )	151		
Acc. $\times$ Eff.	0.68	0.70	0.70
Incertitude	0.03	0.03	0.03
Bruit de fond	0.49	0.02	0.00
Incertitude	0.30	0.04	0.01
Nombre d'événements observés	0	0	0
Limites attendues à 95% C.L. (pb)	$1.64 \times 10^{-3}$	$1.30 \times 10^{-3}$	$1.29 \times 10^{-3}$
Limites observées à 95% C.L. (pb)	$1.33 \times 10^{-3}$	$1.29 \times 10^{-3}$	$1.29 \times 10^{-3}$

TAB. 8.5 – Limites supérieures attendues et observées à 95% C.L. sur la section efficace d'une résonance  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^-\mu^+$  obtenues à partir de l'expérience de comptage pour toutes les paires  $e\mu$ , pour les points de masses 1, 1.5 et 2 TeV. Les paramètres rentrant dans la détermination de ces limites sont aussi montrés.

<i>Scénario 2 : charges opposées</i> Masse de la résonance $Z'_1/\gamma'_1$	1 TeV	1.5 TeV	2 TeV
Luminosité ( $\text{pb}^{-1}$ )	3350		
Incertitude ( $\text{pb}^{-1}$ )	151		
Acc. $\times$ Eff.	0.66	0.68	0.68
Incertitude	0.03	0.03	0.03
Bruit de fond	0.35	0.01	0.00
Incertitude	0.25	0.03	0.01
Nombre d'événements observés	0	0	0
Limites attendues à 95% C.L. (pb)	$1.60 \times 10^{-3}$	$1.33 \times 10^{-3}$	$1.32 \times 10^{-3}$
Limites observées à 95% C.L. (pb)	$1.37 \times 10^{-3}$	$1.32 \times 10^{-3}$	$1.32 \times 10^{-3}$

TAB. 8.6 – Limites supérieures attendues et observées à 95% C.L. sur la section efficace d'une résonance  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^-\mu^+$  obtenues à partir de l'expérience de comptage pour une sélection basées sur les paires  $e\mu$  de charges opposées, pour les points de masses 1, 1.5 et 2 TeV. Les paramètres rentrant dans la détermination de ces limites sont aussi montrés.

<i>Scénario 3 : les paires <math>e^- \mu^+</math></i> Masse de la résonance $Z'_1/\gamma'_1$	1 TeV	1.5 TeV	2 TeV
Luminosité ( $\text{pb}^{-1}$ )	3350		
Incertitude ( $\text{pb}^{-1}$ )	151		
Acc. $\times$ Eff.	0.66	0.68	0.67
Incertitude	0.03	0.03	0.03
Bruit de fond	0.31	0.01	0.00
Incertitude	0.21	0.04	0.01
Nombre d'événements observés	0	0	0
Limites attendues à 95% C.L. (pb)	$1.57 \times 10^{-3}$	$1.33 \times 10^{-3}$	$1.32 \times 10^{-3}$
Limites observées à 95% C.L. (pb)	$1.37 \times 10^{-3}$	$1.32 \times 10^{-3}$	$1.32 \times 10^{-3}$

TAB. 8.7 – Limites supérieures attendues et observées à 95% C.L. sur la section efficace d'une résonance  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^- \mu^+$  obtenues à partir de l'expérience de comptage pour une sélection basées sur les charges  $e^- \mu^+$ , pour les points de masses 1, 1.5 et 2 TeV. Les paramètres rentrant dans la détermination de ces limites sont aussi montrés.

nous allons considérer ce deuxième scénario dans la suite de ce chapitre.

Pour comparaison, la table 8.8 montre les sections efficaces attendues pour le processus  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^- \mu^+$  dans le cas le plus favorable non exclu par les études sur la désintégration des  $K_L^0$ .

Section Eff. (pb)	1 TeV	1.5 TeV	2 TeV
$\gamma'_1$	$1.40 \times 10^{-5}$	$2.80 \times 10^{-6}$	$6.70 \times 10^{-7}$
$Z'_1$	$0.55 \times 10^{-5}$	$1.05 \times 10^{-6}$	$2.31 \times 10^{-7}$
Total	$1.95 \times 10^{-5}$	$3.85 \times 10^{-6}$	$9.01 \times 10^{-7}$

TAB. 8.8 – Sections efficaces attendues au LHC à 7 TeV, pour les processus  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^- \mu^+$  dans le cas le plus favorable non exclu par les études sur la désintégration des  $K_L^0$ .

On constate qu'il manque un facteur 70 en luminosité pour pouvoir exclure les sections efficaces limites déterminées par les études sur la désintégration des  $K_L^0$ , pour une résonance de 1 TeV. Ces limites sur les sections efficaces à 1, 1.5 et 2 TeV permettent toutefois de fixer des limites sur le paramètre  $\kappa$ , indépendantes de celles fixées par l'étude de la désintégration des  $K_L^0$ .

Pour les trois points de masse, j'ai cherché la valeur des couplages à fournir à Madgraph pour atteindre les sections efficaces limites exclues par l'analyse du spectre de masse observé des paires  $e\mu$  de charges opposées montrée plus haut. Pour rappel, comme vu à la section 2.4, le couplage des excitations angulaires des bosons de jauge aux leptons est donné par  $g = g_{EW} \kappa$ , où  $g_{EW}$  représente les couplages du Modèle Standard et  $\kappa$  représente l'intégrale



du recouvrement dans les dimensions supplémentaires des fonctions d'onde des champs correspondant à l'électron, au muon et au  $Z'_1$ . Il faut remarquer que  $\kappa$  intervient aussi dans la détermination de la largeur de la résonance  $Z'_1/\gamma'_1$  (voir équation 2.9 et 2.10).

La table 8.9 montre les limites supérieures sur le paramètre  $\kappa$  pour les points de masse 1, 1.5 et 2 TeV. Ces contraintes proviennent des sections efficaces limites exclues par l'analyse du spectre de masse observé des paires  $e\mu$  de charges opposées décrite dans ce chapitre.

	1 TeV	1.5 TeV	2 TeV
Limites supérieures sur le param. $\kappa$	$8.4 \times 10^{-2}$	$2.8 \times 10^{-1}$	$7.6 \times 10^{-1}$

TABLE 8.9 – Limites supérieures sur le paramètre  $\kappa$  pour des résonances  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^- \mu^+$  de 1, 1.5 et 2 TeV. Ces contraintes proviennent des sections efficaces limites exclues par l'analyse du spectre de masse des paires  $e\mu$  de charges opposées décrite dans ce chapitre.

Ces limites supérieures sur la valeur de  $\kappa$  sont à comparer avec les valeurs limites déterminées par l'étude de la désintégration des  $K_L^0$ . Ces valeurs limites sont données par cette relation [16] :

$$\kappa \leq \frac{M_{Z'_1/\gamma'_1}}{100 \text{ TeV}} \quad (8.1)$$

Pour une résonance d'une masse de 1 TeV, la limite sur le paramètre  $\kappa$  déterminée par l'étude de la désintégration des  $K_L^0$  est donc de  $1 \times 10^{-2}$ ; tandis que la limite supérieure placée dans cette thèse vaut  $8.4 \times 10^{-2}$ . A plus grande masse invariante, les limites supérieures placées dans cette thèse sont beaucoup moins contraignantes que celles venant de l'étude de la désintégration des  $K_L^0$ .

### 8.10.2 Limites supérieures pour un modèle généraliste

Les limites supérieures observées sur le nombre de paires  $e\mu$  de charge opposées attendues dans toute l'acceptance, obtenues à partir du spectre de masse invariante, sont présentées à la table 8.10 pour les trois points de masse. Ces limites supérieures sur le nombre de paire  $e\mu$  sont indépendantes du modèle de la résonance, excepté pour la fenêtre de masse utilisée; les fenêtres de masses déterminées à partir de la largeur de la résonance  $Z'_1/\gamma'_1$  sont utilisées (voir section 8.9).

Limites supérieures à 95% C.L.	1 TeV	1.5 TeV	2 TeV
Nb. de paires $e\mu$ de charges opposées	3.0	3.0	3.0

TAB. 8.10 – Limites supérieures observées à 95% C.L. sur le nombre de paires  $e\mu$  de charges opposées attendues dans toute l’acceptance, pour les points de masse 1, 1.5 et 2 TeV ; les fenêtres de masses correspondantes sont respectivement  $900 < M_{e\mu} < 1100$ ,  $1320 < M_{e\mu} < 1680$  et  $1720 < M_{e\mu} < 2280$ .

## 8.11 Conclusions

Le spectre de masse des paires  $e\mu$  a été analysé, en utilisant les données prises au LHC jusque début octobre 2011, correspondant à une luminosité de  $3.35 \text{ fb}^{-1}$ . Les simulations ont été scrutées, et elles ont été trouvées en bon accord avec les données pour la région des petites masses invariantes ( $M_{e\mu} < 500 \text{ GeV}$ ). La contribution due au processus multijet a été évaluée, et celle-ci reste du même ordre de grandeur que les estimations de 2010 (7.3 % de l’échantillon simulé). La nouvelle sélection des événements est motivée par l’uniformisation des différentes analyses, afin de pouvoir facilement comparer les résultats et les incertitudes.

En l’absence d’événements dans le spectre de masse au delà de 1 TeV, des limites ont été placées (1) sur le nombre de paires  $e\mu$  de charge opposées dans trois fenêtres de masses pour le cas d’un modèle de  $Z'$  généraliste, (2) sur la section efficace d’une résonance  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^-\mu^+$  ainsi que (3) sur le paramètre  $\kappa$  pour les points de masse 1, 1.5 et 2 TeV.

Pour un modèle généraliste de résonance  $Z'$  se désintégrant en une paire  $e\mu$  de charges opposées, des limites supérieures observées à 95% C.L. de 3.0, 3.0 et 3.0 événements ont été placées pour des résonances de 1, 1.5 et 2 TeV. Dans le cas d’une résonance  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^-\mu^+$ , des limites supérieures observées à 95% C.L. sur la section efficace ont été placées respectivement à  $1.37 \times 10^{-3}$ ,  $1.32 \times 10^{-3}$  et  $1.32 \times 10^{-3}$  pb pour des résonances de 1, 1.5 et 2 TeV, en utilisant le scénario des charges opposées. Ces sections efficaces limites correspondent à des limites supérieures sur la valeur du paramètre  $\kappa$  de respectivement  $8.4 \times 10^{-2}$ ,  $2.8 \times 10^{-1}$  et  $7.6 \times 10^{-1}$  pour les trois points de masses considérés.

Avec  $\sim 100 \text{ fb}^{-1}$  de données prises avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV au LHC, une limite compétitive avec les limites déterminées par l’étude de la désintégration des  $K_L^0$  sera placée pour une résonance de type  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^-\mu^+$  d’une masse de 1 TeV. Il faudra vraisemblablement attendre l’année 2016 pour accumuler suffisamment de statistique, si le planning actuel du LHC est respecté. D’autres coupures pourront alors être mises en place pour pouvoir rejeter plus efficacement les processus du Modèle Standard, comme par exemple un critère sur le nombre de jets ou l’énergie transverse manquante.

Aussi, de nombreux autres modèles prédisant des résonances se désintégrant en paires de leptons de différentes saveurs sont aussi couverts par cette recherche. Une étude générique du potentiel de découverte au LHC pour tous ces différents modèles devrait être poursuivie.





## Chapitre 9

# Conclusions

Les outils et méthodes permettant de mener la recherche de nouvelles résonances massives se désintégrant en une paire  $ee$  ou  $e\mu$  au LHC avec une énergie dans le centre de masse de 7 TeV forment une grande partie de cette thèse. En l'absence de signal pour ces deux canaux, des limites d'exclusion ont été placées sur les paramètres des différents modèles considérés.

Pour mener cette recherche, il est crucial de s'assurer que la réponse du détecteur, décrite par les simulations détaillées de celui-ci, soit conforme aux attentes. Ceci constitue aussi une partie importante de ce travail.

Enfin, le dernier atout de cette réalisation est la mise en place d'une méthode originale, destinée à la mesure du bruit de fond dû aux processus dileptoniques (dont entre autres le processus  $t\bar{t}$ ), la méthode  $e\mu$ , qui a permis de vérifier la prédiction des simulations dans le canal  $e\mu$ .

Les données prises en 2010, totalisant  $35 \text{ pb}^{-1}$ , ont conduit à l'analyse du spectre  $ee$ , ainsi qu'à l'estimation du bruit de fond dileptonique grâce à la méthode  $e\mu$ ; tandis que les données prises en 2011, totalisant  $3.35 \text{ fb}^{-1}$ , ont conduit à l'analyse du spectre  $e\mu$ . Les principaux résultats de cette thèse sont les suivants :

Les variables de sélection des électrons ont été décrites en détail au chapitre 5, ainsi que les critères de la sélection HEEP. Dans ce même chapitre, les distributions des variables de sélection et de la cinématique des électrons prédites par les simulations ont été comparées avec les données prises en 2010, totalisant  $35 \text{ pb}^{-1}$ . Comme aucun écart significatif avec les données n'a été observé, les simulations ont été validées pour la reconstruction et la sélection des électrons à 7 TeV, supportant l'analyse du canal di-électron en 2010.

Au cours de l'analyse du spectre di-électron, j'ai mis en évidence que le processus  $t\bar{t}$  contribuait de façon significative au bruit de fond dans le canal  $ee$ . J'ai dès lors mis en place une méthode originale pour mesurer le nombre d'événements dus aux bruits de fond dileptoniques ( $t\bar{t}$  inclus) dans le canal  $ee$  à partir des données prises en 2010. Cette méthode indépendante, qui se base sur le spectre  $e\mu$ , est détaillée au chapitre 7.

Le spectre de masse invariante des paires  $e\mu$  a été analysé et comparé aux simulations. Les distributions des variables de sélection des leptons et de la cinématique des événements

montrent que les données sont bien décrites par les simulations, sauf pour la contribution des processus multijet, absente des simulations. Cette dernière est estimée à partir des paires  $e\mu$  de même charge ; la fraction manquante d'événements multijet a été évaluée à 20% de l'échantillon simulé.

Enfin, après avoir corrigé les simulations pour l'efficacité de reconstruction et de sélection des leptons mesurée dans les données, et en tenant compte de la fraction manquante d'événements multijet, le nombre de paires  $e\mu$  mesuré dans les données est comparé avec la prédiction des simulations. Le nombre de paires  $e\mu$  mesuré dans les données vaut  $92 \pm 10$  (stat),  $33 \pm 6$  (stat) et  $6 \pm 2$  (stat) respectivement pour  $M_{e\mu} > 60, 120$  et  $200$  GeV ; le nombre de paires  $e\mu$  prédit par les simulations vaut respectivement  $94.8 \pm 10.1$  (syst),  $32.4 \pm 3.4$  (syst) et  $8.5 \pm 0.9$  (syst). Un bon accord est observé entre les simulations et les données, validant la prédiction des simulations pour les processus dileptoniques  $t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$  et WW. Pour l'analyse du canal  $ee$  de 2010, la prédiction des simulations est dès-lors utilisée.

Avec l'augmentation de la statistique accumulée au LHC en 2012 et dans les années suivantes, cette méthode sera sensible à des effets de l'ordre du pourcent dans le canal  $e\mu$  pour la section efficace des processus dileptoniques  $t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$  et WW. Dès lors, un excès ou un déficit d'événements sera très probablement détecté ; les simulations devront alors vraisemblablement être corrigées, après analyse de la source des différences observées. D'autre part, pour les années à venir, une autre stratégie consisterait à estimer la contribution due aux processus  $t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow \tau\tau$  et WW dans le canal  $ee$  directement depuis les données accumulées dans le canal  $e\mu$ , sans utiliser les simulations. La statistique sera suffisante pour atteindre une précision comparable ou supérieure à la prédiction des simulations. Cette méthode nécessitera néanmoins d'estimer plus de paramètres directement des données (efficacités de sélection des électrons et des muons) ainsi que leurs incertitudes.

Finalement, la recherche de résonances massives se désintégrant en une paire  $e\mu$  a été menée en utilisant les données prises au LHC jusque début octobre 2011, correspondant à une luminosité de  $3.35 \text{ fb}^{-1}$  (chapitre 8). Les simulations ont été regardées en détail, et un bon accord a été trouvé avec les données pour la région des basses masses invariantes ( $M_{e\mu} < 500$  GeV). La contribution due au processus multijet a été évaluée, et celle-ci reste du même ordre de grandeur que les estimations de 2010 (7.3 % de l'échantillon simulé). La nouvelle sélection des événements est motivée par l'uniformisation des différentes analyses, afin de pouvoir facilement comparer les résultats et les incertitudes.

En l'absence d'événements dans le spectre de masse au delà de 900 GeV, des limites ont été placées : sur le nombre de paires  $e\mu$  de charges opposées dans trois fenêtres de masse pour le cas d'un modèle  $Z'$  généraliste, sur la section efficace d'une résonance  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^-\mu^+$  discutée au chapitre 2, ainsi que sur le paramètre  $\kappa$  pour les points de masse 1, 1.5 et 2 TeV. Pour un modèle généraliste de résonance  $Z'$  se désintégrant en une paire  $e\mu$  de charges opposées, des limites supérieures à un niveau de confiance de 95% de 3.0, 3.0 et 3.0 événements ont été placées pour des résonances de 1, 1.5 et 2 TeV. Dans le cas d'une résonance  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^-\mu^+$ , des limites supérieures observées à 95% C.L. sur les sections efficaces ont été placées respectivement à  $1.37 \times 10^{-3}$ ,  $1.32 \times 10^{-3}$  et  $1.32 \times 10^{-3}$  pb pour des résonances de 1, 1.5 et 2 TeV, en utilisant le scénario des charges opposées. Ces sections

efficaces limites correspondent à des limites supérieures sur la valeur du paramètre  $\kappa$  de respectivement  $8.4 \times 10^{-2}$ ,  $2.8 \times 10^{-1}$  et  $7.6 \times 10^{-1}$  pour les trois points de masse considérés. Ces contraintes sur le paramètre  $\kappa$  sont indépendantes des contraintes fixées par l'étude de la désintégration des  $K_L^0$ .

Avec  $\sim 100 \text{ fb}^{-1}$  de données prises avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV au LHC, une limite compétitive avec les limites déterminées par l'étude de la désintégration des  $K_L^0$  sera placée pour une résonance de type  $Z'_1/\gamma'_1 \rightarrow e^-\mu^+$  d'une masse de 1 TeV. Il faudra vraisemblablement attendre l'année 2016 pour accumuler suffisamment de statistique, si le planning actuel du LHC est respecté. D'autres coupures pourront alors être mises en place pour pouvoir rejeter plus efficacement les processus du Modèle Standard, comme par exemple un critère sur le nombre de jets ou l'énergie transverse manquante. Aussi, de nombreux autres modèles prédisant des résonances se désintégrant en paires de leptons de différentes saveurs sont aussi couverts par cette recherche. Une étude générique du potentiel de découverte au LHC pour tous ces différents modèles devrait être poursuivie.





# Bibliographie

- [1] F.Halzen and A.D.Martin. Quarks and leptons : An introductory course in modern particle physics. *New York : Wiley*, 1984.
- [2] D.H. Perkins. Introduction to high energy physics. *Press Syndicate of The university of Cambridge, 3th Edition*.
- [3] A.V. Radyushkin A.V. Belitsky. *arXiv :hep-ph/0504030*, 2005. Unraveling hadron structure with generalized parton distributions.
- [4] P. Marage. *http ://homepages.ulb.ac.be/pmarage/texel\_fin.pdf*. Structure function and parton distribution parameterisations.
- [5] CDF Collaboration. *CDF/PHYS/EXO/PUBLIC/10165*, 2010. Search for high mass resonances decaying to muon pairs.
- [6] P. Langacker. *arXiv :0911.4294v2*, 2009. Z' Physics at the LHC.
- [7] S. Munir J. Erler, P. Langacker and E. Rojas. *arXiv :1010.3097v1*, 2010. Z' Searches : From Tevatron to LHC.
- [8] Th.G. Rizzo. *arXiv :1003.1698*, 2010. Introduction to Extra Dimensions.
- [9] S. Dimopoulos N. Arkani-Hamed and G.R. Dvali. *Phys.Rev.D.59.086004 (1999)*, *arXiv :hep-ph/9807344*, 1999. Phenomenology, Astrophysics and Cosmology of Theories with Sub-Millimeter Dimensions and TeV Scale Quantum Gravity.
- [10] L. Randall and R. Sundrum. *arXiv :hep-ph/9905221*, 1999. A Large Mass Hierarchy from a Small Extra Dimension.
- [11] B.R. Heckel E.G. Adelberger J.H. Gundlach U. Schmidt C.D. Hoyle, D.J. Kapner and H.E. Swanson. *arXiv :hep-ph/0405262v2*, *10.1103/Phys.Rev.D.70.042004*, 2004. Sub-millimeter Tests of the Gravitational Inverse-square Law.
- [12] J. Hewett and M. Spiropulu. *arXiv :hep-ph/0205106v1*, 2002. Particle Physics Probes Of Extra Spacetime Dimensions.
- [13] CDF Collaboration. *CDF Note 10479*, 2011. Search for Randall-Sundrum Gravitons in the  $\mu\mu$  Channel and in the combined  $\gamma\gamma + ee + \mu\mu$  channels at CDF.
- [14] J.M. Frère et al. *arXiv :hep-ph/0404139*, 2004. Searching for family-number conserving neutral gauge bosons from extra dimensions.

- [15] M. Libanov J.-M. Frère and F.-S. Ling. *arXiv :1006.5196v2*, 2010. See-saw neutrino masses and large mixing angles in the vortex background on a sphere.
- [16] E.Ya. Nugaev J.-M. Frere, M.V. Libanov and S.V. Troitsky. *arXiv :hep-ph/0309014v2*, 2004. Flavour violation with a single generation.
- [17] Konstantin T. Matchev Hsin-Chia Cheng and Martin Schmaltz. *arXiv :hep-ph/0204342*, 2002. Radiative corrections to Kaluza-Klein masses.
- [18] <http://public.web.cern.ch/Public/fr/LHC/LHC-fr.html>.
- [19] F. Englert and R. Brout. *Phys.Rev.Lett.10.1103/Phys.Rev.Lett.13.321*, 1964. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons.
- [20] [http://www.uslhc.us/LHC\\_Science/Experiments/ATLAS\\_and\\_CMS](http://www.uslhc.us/LHC_Science/Experiments/ATLAS_and_CMS).
- [21] CMS collaboration. *CMS PAS QCD-10-011*, 2010. Measurement of the Inclusive Jet Cross Section in pp Collisions at 7 TeV.
- [22] B. Clerbaux et al. *CMS NOTE AN-11-159*, 2011. Search for High-Mass Resonances Decaying to Electron Pairs in the CMS Experiment.
- [23] CMS collaboration. *CERN-LHCC-2006-001*, 2006. CMS Physics TDR : Volume 1, Detector Performance and Software.
- [24] CMS collaboration. *2008 JINST 3 S08004 doi : 10.1088/1748-0221/3/08/S08004*, 2008. The CMS experiment at the CERN LHC.
- [25] CMS collaboration. *CMS-NOTE-2005-001*, 2005. Reconstruction of electrons with the gaussian-sum filter in the CMS tracker at the LHC.
- [26] S. Baffioni et al. *CMS NOTE 2006/040*, 2006. Electron Reconstruction in CMS.
- [27] D. Newbold et al. *CMS NOTE 2008/045*, 2008. Electron ID at High Energies.
- [28] CMS collaboration. *CMS-PAS-EGM-10-004*, 2010. Electron reconstruction and selection studies with first CMS 7 TeV data.
- [29] G. De Lentdecker Sh. Elgammal, B. Clerbaux and P. Marage. *CMS AN-2008/029*, 2008. Recovery of high pt electrons from large mass pairs, lost in CMS ECAL cracks and in case of a missing endcap.
- [30] CMS collaboration. *CMS PAS EGM-10-005*, 2010. Photon reconstruction and identification at  $\sqrt{s} = 7$  TeV.
- [31] Q. Ingram K. Deiters and D. Renker. *CMS NOTE 2010/016*, 2010. Response of avalanche photo-diodes of the CMS Electromagnetic Calorimeter to neutrons from an Americium-Beryllium source.
- [32] The CMS collaboration. *CMS NOTE 2010/012*, 2010. Electromagnetic calorimeter commissioning and first results with 7 TeV data.
- [33] J. Allison et al. *10.1109/TNS.2006.869826*, 2006. Geant4 developments and applications.
- [34] CMS collaboration. *CMS PAS EWK-10-009*, 2010. First Measurement of  $W^+ W^-$  Production and Search for Higgs Boson in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

- [35] CMS collaboration. *doi :10.1007/JHEP01(2011)080 - CMS EWK-10-002*, 2010. Measurements of inclusive W and Z cross sections in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV.
- [36] CMS collaboration. *CMS PAS TOP-11-001*, 2010. Combination of top pair production cross sections in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV and comparisons with theory.
- [37] K. Melnikov and F. Petriello. *arXiv :hep-ph/0609070v1, Phys.Rev.D.74.114017*, 2006. Electroweak gauge boson production at hadron colliders through  $O(\alpha_s^2)$ .
- [38] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/CMS/SUSYBSMHeep>. HEEP group at CMS.
- [39] CMS collaboration. *CMS-EXO-10-013*, 2010. Search for Resonances in the Dilepton Mass Distribution in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV.
- [40] O.Charaf et al. *CMS AN-10-318*, 2010. Search for High-Mass Resonances Decaying to Electron Pairs in the CMS Experiment.
- [41] CMS collaboration. *CMS PAS EGM-07-001*, 2007. Measuring Electron Efficiencies at CMS with Early Data.
- [42] S. Mrenna T. Sjostrand and P. Z. Skands. *JHEP 05(2006) 026, arXiv :hep-ph/0603175*, 2006. PYTHIA 6.4 Physics and Manual.
- [43] S. Alioli et al. *JHEP 07 (2008) 060, arXiv :0805.4802. doi :10.1088/1126-6708/2008/07/060.*, 2008. NLO vector-boson production matched with shower in POWHEG.
- [44] J. Pumplin et al. *JHEP 07 (2002) 012, arXiv :hep-ph/0201195*, 2002. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis.
- [45] B. Berg. *World Scientific (2004)*, 2004. Markov Chain Monte Carlo Simulations and Their Statistical Analysis.
- [46] L. Moneta et al. *arXiv :1009.1003v1*, 2010. The RooStats project.
- [47] D. Acosta et al. *CMS AN-10-317*, 2010. Search for High-Mass Resonances Decaying to Muon Pairs with 40 pb1 of Collisions Gathered at  $\sqrt{s} = 7$  TeV.
- [48] V. Dero B. Clerbaux and P. Vanlaer. *CMS AN 2009/154*, 2009. Update of electroweak and jet background studies for the high-energy electron pair (HEEP) analysis.
- [49] CMS collaboration. *CMS-PAS-MUO-10-002*, 2010. Performance of muon identification in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV.
- [50] N. Adam et al. *CMS AN 2011/093*, 2011. Absolute Calibration of Luminosity Measurement at CMS.
- [51] J. Alcaraz Maestre et al. *CMS AN-10-395*, 2010. Measurement of the Inclusive W and Z Cross Section in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV : Update with full 2010 statistics.
- [52] CMS collaboration. *CMS PAS EXO-11-019*, 2011. Search for Resonances in the Dilepton Mass Distribution in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV.
- [53] D. Acosta et al. *CMS AN-2011/278*, 2011. Search for High-Mass Resonances Decaying to Muon Pairs with Collisions Gathered at  $\sqrt{s} = 7$  TeV.

- [54] The CMS collaboration. *CMS PAS EWK-11-001*, 2011. Absolute Calibration of the CMS Luminosity Measurement : Summer 2011 Update.
- [55] F. Maltoni O. Mattelaer J. Alwall, M. Herquet and T. Stelzer. *arXiv :1106.0522v1*, 2011. MadGraph 5 : Going Beyond.
- [56] J. Alwall et al. *arXiv :hep-ph/0609017v1*, 2006. A standard format for Les Houches Event Files.
- [57] <http://root.cern.ch/root/html/TMinuit.html>. Minuit, un programme de minimisation interfacé avec le logiciel Root.
- [58] <http://root.cern.ch/drupal/>. Root, un logiciel développé par le CERN pour l'analyse des données en physique des particules élémentaires.
- [59] G. Landsberg. <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/CMS/EXOTICA/cl95cms.c>. Bayesian 95% CL Limit Calculator.
- [60] V. Buescher et al. *DØ Note 4629*, 2004. Recommendation of the Ad-Hoc Committee on Limit-Setting Procedures to be Used by DØ in Run II.

# Remerciements

La rédaction d'une thèse, c'est un grand tournant dans la vie d'un homme. C'est comme le premier pas, le premier baiser, ça ne se passe pas sans effort, sans tracas, ni sans un grand soupir de contentement à la fin. Mais à l'instar de la première acrobatie infantine, ce n'est pas le fruit du hasard. De nombreuses personnes sont dans la coulisse. De nombreuses personnes vous ont tenu par la main.

Ces personnes sont nombreuses, je l'ai dit, il ne sera pas facile de les nommer toutes. Certaines sont de première importance, une seule phrase devra leur rendre hommage, et c'est peu. Mais laissez moi toutefois essayer de les remercier le plus simplement possible.

Pour commencer, je voudrais remercier mes parents. Sans eux, je ne serais pas là. Sans eux, je n'aurais pas grandi, pas poussé, et le désir de comprendre le monde n'aurait pas germé en moi. Ce travail, ces lignes, aussi obscures qu'elles vous paraîtront sans doute, vous sont dédiées. Dans le même élan, je souhaite remercier ma famille proche ainsi qu'éloignée. En première ligne, mes frères, Kevin, Gauthier, Thibaud, Guillaume, François, votre affection fraternelle n'a pas de prix à mes yeux.

Je tiens à remercier spécialement mon promoteur, Pascal Vanlaer, de m'avoir aidé à trouver mon chemin à travers les méandres parfois sibyllines de la physique expérimentale. Cela n'a pas été toujours facile de me supporter et de me montrer la voie, mais il l'a fait avec une grande patience. Pascal, j'ai été très heureux de pouvoir voguer durant ces quatre années dans le sillon de ta culture scientifique.

Je tiens à remercier de la même façon Barbara Clerbaux et Pierre Marage pour le climat de travail dans lequel j'ai pu effectuer cette thèse ; vos conseils avisés durant ces quatre années m'ont été d'une grande aide.

Je tiens à remercier à présent mes amis, sans qui je ne serais pas devenu qui je suis. Vous, mes amis, sans qui je n'aurais pas eu la force de continuer, de persévérer, et enfin sans qui je n'aurais pas pu finaliser ce beau projet. Vous qui partagez ma vie, vous vous reconnaitrez sans peine. Camille Beluffi, Margarita Bouchler, Thibaut Carrère, Aurélie Deketele, Lorenzo Godeaux, Olmo Nieto Silleras, Perrine Pilette, Gabriel Robinson Gonzales, Delphine Sabbe, Emma Vandenbroucke, ces lignes n'auraient jamais été écrites sans vous.

Je tiens enfin à remercier ceux qui ont partagé mon quotidien durant ces quatre années à l'université. Chers thésards et post-docs, cheville ouvrière de la recherche, je vous dédicace ces quelques lignes. Ma famille de bureau, Otman Charaf, Sherif Elgammal, Laurent Thomas, Thierry Caeberts, Alexandre Leonard et Florian Zenoni, je vous remercie pour votre

joie de vivre et votre entrain. Ma famille du laboratoire, Sabrina Bechet, Mathieu Labare, Arnaud Gay, Thomas Reis, Olbren Depaepe, merci pour votre gentillesse et votre affection. Pour les nuits de travail, les pauses cafés, les moments dans l'effort passés ensemble, enfin pour tous ces moments qui n'ont pas de prix, merci à vous tous.