



**HAL**  
open science

# Validation de l'alignement du trajectographe à l'aide des électrons et recherche de particules à long temps de vie dans le canal électron-muon dans l'expérience CMS au LHC

Christophe Goetzmann

## ► To cite this version:

Christophe Goetzmann. Validation de l'alignement du trajectographe à l'aide des électrons et recherche de particules à long temps de vie dans le canal électron-muon dans l'expérience CMS au LHC. Autre [cond-mat.other]. Université de Strasbourg, 2014. Français. NNT : 2014STRAE033 . tel-01145602

**HAL Id: tel-01145602**

**<https://theses.hal.science/tel-01145602v1>**

Submitted on 24 Apr 2015

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

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

*ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET CHIMIE PHYSIQUE*

Institut Pluridisciplinaire Hubert Curien

**THÈSE** présentée par :

**Christophe Goetzmann**

soutenue le : 26 novembre 2014

pour obtenir le grade de : **Docteur de l'université de Strasbourg**

Discipline/ Spécialité : Physique des particules

**Validation de l'alignement du  
trajectographe à l'aide des électrons  
et recherche de particules à long temps  
de vie dans le canal électron-muon  
dans l'expérience CMS au LHC**

**THÈSE dirigée par :**

**M. Ulrich Goerlach**

Université de Strasbourg

**RAPPORTEURS :**

**M. Dirk Zerwas**

Université de Paris Sud

**M. Daniel Froidevaux**

CERN

---

**AUTRES MEMBRES DU JURY :**

**M. Jérôme Baudot**

Université de Strasbourg

**M. Florian Beaudette**

École Polytechnique

**M. Éric Conte**

Université de Haute Alsace



# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Le Modèle Standard de la physique de particules</b>	<b>3</b>
1.1 Le Modèle Standard . . . . .	4
1.1.1 Bosons et fermions . . . . .	4
1.1.2 Interaction électrofaible . . . . .	5
1.1.3 Interaction forte . . . . .	7
1.1.4 Mécanisme de Higgs . . . . .	8
1.2 Limites du Modèle Standard . . . . .	10
1.2.1 Matière noire . . . . .	10
1.2.2 Asymétrie entre matière et anti-matière . . . . .	12
1.2.3 Masse des neutrinos . . . . .	12
1.2.4 Problème de naturalité de la théorie . . . . .	12
1.2.5 Théories de nouvelle physique . . . . .	13
<b>2 L'expérience CMS au LHC</b>	<b>15</b>
2.1 Le grand collisionneur de hadron : LHC . . . . .	16
2.2 Le détecteur CMS . . . . .	19
2.2.1 Le système de coordonnées de CMS . . . . .	19
2.2.2 L'aimant solénoïde et le champ magnétique de CMS . . . . .	21
2.2.3 Le trajectographe . . . . .	21
2.2.4 Le calorimètre électromagnétique . . . . .	23
2.2.5 Le calorimètre hadronique . . . . .	25
2.2.6 Le spectromètre à muons . . . . .	26
2.2.7 Le système de déclenchement . . . . .	29
2.2.8 La Grille et la gestion des données de CMS . . . . .	32
2.3 Conclusion . . . . .	33
<b>3 Reconstruction des électrons et des muons : cas standard et vertex déplacés</b>	<b>35</b>
3.1 L'algorithme de Particle Flow . . . . .	36
3.2 La trajectographie . . . . .	37
3.2.1 Reconstruction des coups . . . . .	37
3.2.2 Reconstruction des traces . . . . .	42
3.3 Reconstruction des électrons . . . . .	52
3.3.1 Reconstruction des SuperCluster . . . . .	52



3.3.2	Particularités de la reconstruction des traces d'électrons . . . . .	55
3.4	Reconstruction des muons . . . . .	56
3.4.1	Stand Alone muons . . . . .	56
3.4.2	Global muons . . . . .	57
3.4.3	Tracker muons . . . . .	57
3.5	Cas particulier des électrons et des muons issus d'un vertex déplacé . . . . .	58
3.5.1	Caractéristiques des traces déplacées . . . . .	58
3.5.2	Outil de simulation développé pour l'étude des traces déplacées . . . . .	59
3.5.3	Étude des efficacités de trajectographie . . . . .	62
3.6	Limites de la reconstruction standard et solutions développées . . . . .	67
3.6.1	Muons déplacés . . . . .	67
3.6.2	Électrons déplacés . . . . .	71
3.7	Conclusion . . . . .	77
<b>4</b>	<b>Validation de l'alignement du trajectographe à l'aide des électrons</b>	<b>79</b>
4.1	L'alignement du trajectographe . . . . .	80
4.1.1	Nécessité . . . . .	80
4.1.2	Alignement par lasers . . . . .	81
4.1.3	Alignement basé sur les traces . . . . .	82
4.2	Les Weak Modes . . . . .	84
4.2.1	Présentation . . . . .	84
4.2.2	Weak modes affectant la mesure de l'impulsion . . . . .	87
4.3	Un outil de validation de l'alignement à l'aide des électrons . . . . .	88
4.3.1	Principe . . . . .	89
4.3.2	Choix des électrons . . . . .	92
4.3.3	Identification des électrons et sélection des traces . . . . .	92
4.3.4	Calcul des amplitudes de Rotation de Couches et de Torsion . . . . .	98
4.3.5	Résultats sur des événements Monte-Carlo . . . . .	100
4.3.6	Résultats sur les données 2012 . . . . .	109
4.4	Conclusions et perspectives . . . . .	116
<b>5</b>	<b>Contexte théorique de l'analyse et signal recherché</b>	<b>117</b>
5.1	Supersymétrie : principe fondamental et conséquences . . . . .	119
5.1.1	Principe . . . . .	119
5.1.2	Naturalité de la théorie . . . . .	120
5.1.3	Unification des constantes de jauge . . . . .	120
5.2	Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal : MSSM . . . . .	120
5.2.1	Contenu en champs . . . . .	120
5.2.2	Lagrangien d'interaction des fermions . . . . .	122
5.2.3	Brisure de la Supersymétrie dans le MSSM . . . . .	124
5.2.4	Neutralinos et charginos : états propres de masse . . . . .	125
5.3	La parité R . . . . .	126
5.3.1	Couplages violant les nombres leptonique et baryonique . . . . .	126
5.3.2	Définition de la Parité R . . . . .	127
5.3.3	Implications phénoménologiques . . . . .	127
5.4	Limites actuelles sur la Supersymétrie RPV . . . . .	129

5.4.1	Recherche de la Supersymétrie au LHC : hypothèses de travail . . .	129
5.4.2	Contraintes indirectes sur les couplages $\lambda_{121}$ et $\lambda_{122}$ . . . . .	129
5.4.3	Contraintes directes au LHC . . . . .	130
5.4.4	Contraintes inclusives . . . . .	130
5.4.5	Particules à long temps de vie dans les modèles RPV . . . . .	131
5.5	Présentation du signal étudié . . . . .	136
5.5.1	Le Lagrangien des couplages trilineaires $\lambda_{ijk}$ . . . . .	136
5.5.2	Production des neutralinos au LHC . . . . .	137
5.5.3	Désintégrations du neutralino par des couplages de type $\lambda$ . . . . .	137
5.5.4	Événements de signal générés . . . . .	142
5.6	Objectifs de l'analyse . . . . .	143
<b>6</b>	<b>Recherche de vertex déplacés <math>e + \mu</math></b>	<b>149</b>
6.1	Données utilisées et échantillons de bruit de fond . . . . .	151
6.1.1	Données prises par CMS en 2012 . . . . .	151
6.1.2	Échantillons de bruit de fond . . . . .	151
6.1.3	Repondération due aux vertex d'empilement . . . . .	152
6.1.4	Pré-sélection standard des événements . . . . .	152
6.2	Utilisation du trigger pour la sélection du signal . . . . .	154
6.2.1	Stratégie mise en place . . . . .	154
6.2.2	Association entre trace et objet trigger . . . . .	159
6.3	Identification des leptons . . . . .	160
6.3.1	Identification des électrons . . . . .	160
6.3.2	Identification des muons . . . . .	161
6.4	Reconstruction et sélection des candidats $e\mu$ . . . . .	170
6.4.1	Recherche d'un vertex commun . . . . .	170
6.4.2	Sélection . . . . .	176
6.4.3	Efficacités de sélection . . . . .	182
6.5	Estimation du bruit de fond à partir des données . . . . .	182
6.5.1	Définition d'une région de contrôle . . . . .	182
6.5.2	Incertitudes systématiques sur le bruit de fond . . . . .	186
6.6	Incertitudes systématiques sur le signal . . . . .	189
6.6.1	Luminosité . . . . .	189
6.6.2	Événements d'empilement . . . . .	190
6.6.3	Efficacité de trajectographie . . . . .	190
6.6.4	Résolution du paramètre d'impact transverse . . . . .	206
6.6.5	Efficacité du système de déclenchement . . . . .	207
6.6.6	Incertitudes systématiques : bilan et commentaires . . . . .	213
6.7	Limites d'exclusion et discussions . . . . .	213
6.7.1	Efficacités de sélection pour différents temps de vie . . . . .	213
6.7.2	Calcul de limites sur les modèles considérés . . . . .	218
6.7.3	Résultats obtenus . . . . .	221
6.7.4	Discussions . . . . .	223
	<b>Conclusions</b>	<b>229</b>

<b>A</b>	<b>Reconstruction des vertex et de la région d'interaction</b>	<b>231</b>
A.1	Vertex . . . . .	231
A.2	Région d'interaction . . . . .	233
<b>B</b>	<b>Sensibilité de l'analyse aux couplages <math>\lambda_{132}</math> et <math>\lambda_{231}</math></b>	<b>235</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>239</b>

# Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier mon encadrant, Éric Conte, et mon maître de thèse, Ulrich Goerlach, pour leur confiance et leur disponibilité qui m'ont permis d'effectuer cette thèse dans les meilleures conditions. Merci à Ulrich de s'être montré disponible à chacune de mes sollicitations. Ses remarques pertinentes m'ont souvent permis de prendre un recul indispensable sur mon travail.

Un merci tout particulier à Éric, avec qui j'ai eu le plaisir de collaborer durant ces trois années de thèse. Sa disponibilité, sa gentillesse, son implication, sa passion, ont été d'une aide plus que précieuse dans la réalisation de ce travail. J'ai été honoré de travailler à tes côtés. Merci pour tout ! Cela a été une joie de te rencontrer, j'espère sincèrement que nous garderons contact...

Je tiens également à remercier tous les membres de l'équipe CMS de l'IPHC. En commençant par Daniel Bloch pour sa bienveillance, et pour le soutien qu'il m'a témoigné dans certaines étapes importantes (notamment pour la conférence TIPP 2014...!). L'ensemble de mes collaborateurs au sein de l'équipe m'ont également tous apporté leur aide à un moment ou à un autre de ma thèse, et je les en remercie chaleureusement. L'ambiance au sein de cette équipe est vraiment formidable. Les gens que j'ai eu la chance de côtoyer au sein du laboratoire m'ont non seulement appris du point de vue de la physique, mais également sur le plan humain. Je louerai pêle mêle le flegme de Jean-Laurent, la joie communicative de Caroline, la sagesse de Pierre, la délicatesse d'Anne-Catherine, la malice de Jean-Marie, la gentillesse d'Auguste, l'optimisme d'Adam, la douceur du colonel Chabert, la détermination de Jean-Eric dont je ne saurais dire qui du physicien ou de l'homme m'a le plus impressionné, la gouaille de Thierry, la contre-gouaille de Jean-Charles, qui s'annihilent en présence d'une quantité suffisante de café, l'érudition d'Arnaud, et l'énergie de Lorentzo.

Quant à Jérémie... que dire... ! Même en le côtoyant pendant trois ans, je n'ai pu parvenir à élaborer un modèle prédictif satisfaisant. Tout au plus quelques lois de probabilité, et encore. Choisir de parler de ses qualités d'artiste-peintre serait sans doute malvenu. Mais, puisqu'il est question de peinture, j'insisterai plutôt sur son héroïsme, dont il fit l'éclatante démonstration par une froide journée d'automne, au fond d'une forêt sombre et hostile. Je le vis s'élancer, drapeau à la main, parmi les rafales de peintures, au mépris du danger. Un moment rare !

Quelques mots également pour les locataires du 6209, Alex et Michael. Je tiens à féliciter Alex pour sa collection de T-shirt, et pour avoir fait passer Jean-Eric pour un geek du dimanche. Bon courage pour la fin de ta thèse, mais je ne me fais aucun soucis pour toi... ! Je souhaite également tout le meilleur à Michael, l'enfant de la Provence (ou du Sundgau je sais plus...). Et je mets également au défi ta culture : « Quelle fameuse phrase ? ». À bon entendeur. Bon vent à Xavier, la route est encore longue ! Bonne con-

tinuation enfin à Thibaut, pour la suite qui se profile à l'horizon !

Je souhaite aussi profiter des ces lignes pour adresser mes remerciements chaleureux à ma famille. L'équilibre que mes proches m'apportent est indispensable à mon bonheur, et m'a permis de mener à bien les projets que j'ai entrepris jusqu'à présent. Merci à mes parents, dont l'éducation a créé les conditions idéales à mon épanouissement et à mon développement intellectuel. Merci à ma soeur qui a su tirer le binôme vers le haut, et dont l'influence, qu'elle ne soupçonne peut-être pas, s'est avéré d'une importance capitale pour moi.

Merci aussi à Hélène, qui a ravivé ma passion pour la Physique et est directement à l'origine de mon choix d'effectuer une thèse. Son soutien dans les derniers mois a été d'un grand secours et m'a permis de finir ma thèse dans les meilleurs conditions.

Enfin, c'est avec une grande joie et un immense plaisir que je remercie chaudement Jonathan. De tous mes proches, il comprend mieux que quiconque ce que représente pour moi ce travail de thèse. Il a été à mes côtés il y a déjà plusieurs années maintenant, mais ce furent les moments les plus épiques. Les dragons en tous genre, les catastrophes ultra-violettes, les courgettov féroces... Jonathan, saches que par ailleurs tu es resté jusqu'au bout le seul à m'avoir vaincu en TP ! Merci mon ami.

# Introduction

La physique des particules est une discipline particulièrement fascinante, de part le fait qu'elle s'interroge sur la nature même de la matière. Elle a connu un essor théorique considérable au cours du vingtième siècle, avec la formulation de la relativité restreinte, de la théorie quantique des champs, et finalement du Modèle Standard. Ces avancées théoriques sont allées de pair avec le développement d'expériences toujours plus performantes, permettant d'étayer ces théories par d'indispensables preuves expérimentales.

Inauguré en 2008, le LHC (Large Hadron Collider) est à ce jour la plus imposante des réalisations techniques dédiées à la recherche en physique des particules. Gigantesque accélérateur circulaire, il a délivré depuis 2010 des collisions protons-protons à des énergies de 7 puis de 8 TeV. Le détecteur CMS (Compact Muon Solenoid) est l'un des quatre grands détecteurs conçus pour l'analyse des résultats de ces collisions. C'est dans le cadre de l'expérience éponyme que les travaux présentés dans cette thèse ont été menés.

Mon travail de thèse se divise en deux parties. Une première partie résolument expérimentale, avec le développement d'un outil dédié au contrôle de l'alignement de l'un des sous-détecteur de CMS : le trajectographe. Cet outil utilise des électrons produits dans les collisions de protons pour détecter certaines déformations pour lesquelles les procédures d'alignement standards ne sont pas satisfaisantes.

La deuxième partie consiste en une recherche de Nouvelle Physique, par une analyse des données de CMS dans le but de mettre en évidence l'existence de particules neutres à long temps de vie se désintégrant vers un état final comportant un électron et un muon.

Le dénominateur commun à ces deux travaux est la place fondamentale du trajectographe. Au centre de la première étude, son rôle est également crucial dans l'analyse de physique réalisée. En effet, les leptons produits par la désintégration d'une particule à long temps de vie ont pour origine un point significativement éloigné du point de collision proton-proton. Leur reconstruction constitue un cas extrême pour les algorithmes de trajectographie, optimisés pour la reconstruction de traces produites au centre du détecteur. La recherche d'un tel processus implique une bonne compréhension du fonctionnement du trajectographe, des algorithmes associés, et de son alignement.

Le premier chapitre de cette thèse débutera par une introduction au Modèle Standard et aux questions ouvertes de la physique des particules.

Dans le second chapitre, le dispositif expérimental sera décrit : le LHC tout d'abord, puis CMS, ses différents sous-détecteurs, son aimant solénoïde, et enfin la façon dont les données issues des collisions sont collectées et stockées.

Le troisième chapitre sera spécialement dédié à la reconstruction par le détecteur CMS des deux types de particules occupant une place centrale dans ce travail de thèse : les élec-

trons et les muons. Leur reconstruction sera tout d'abord présentée dans le cas standard d'une production au niveau du point de collision, puis dans le cas d'une production dite « déplacée », c'est à dire éloignée du point de collision. En particulier, une caractérisation des traces d'électrons et de muons déplacés sera obtenue à l'aide d'un outil de simulation spécialement développé pour ce travail.

Le quatrième chapitre s'attache à la présentation de mon travail sur l'alignement du trajectographe. Les enjeux et les méthodes traditionnelles sont discutés, puis les motivations et le principe de l'outil développé sont décrits. Enfin, les résultats obtenus à partir de simulations Monte-Carlo et des données prises en 2012 sont montrés.

Dans les cinquième et sixième chapitres, la recherche de Nouvelle Physique menée au cours de cette thèse est décrite. La Supersymétrie, qui sert de cadre à l'interprétation des résultats, est d'abord introduite, et les caractéristiques phénoménologiques du signal utilisé sont présentées. Les différentes étapes de l'analyse sont ensuite détaillées : sélection, estimation du bruit de fond, incertitudes systématiques. Aucun événement de Nouvelle Physique n'est mis en évidence dans les données 2012. Ces résultats sont discutés, et des limites sont obtenues dans le cadre du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM).

# Chapitre 1

## Le Modèle Standard de la physique de particules

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Le Modèle Standard . . . . .</b>	<b>4</b>
1.1.1	Bosons et fermions . . . . .	4
1.1.2	Interaction électrofaible . . . . .	5
1.1.3	Interaction forte . . . . .	7
1.1.4	Mécanisme de Higgs . . . . .	8
<b>1.2</b>	<b>Limites du Modèle Standard . . . . .</b>	<b>10</b>
1.2.1	Matière noire . . . . .	10
1.2.2	Asymétrie entre matière et anti-matière . . . . .	12
1.2.3	Masse des neutrinos . . . . .	12
1.2.4	Problème de naturalité de la théorie . . . . .	12
1.2.5	Théories de nouvelle physique . . . . .	13

---



La seconde moitié du vingtième siècle a permis des avancées considérables dans notre connaissance de la composition de la matière, et des lois qui régissent son comportement. Le Modèle Standard incarne les succès récents de la physique des particules. Édifice théorique remarquable, il regroupe au sein d'un même modèle les particules de matière et les particules vecteurs des interactions fondamentales.

L'exactitude de l'ensemble de ses prédictions théoriques a été vérifiée par de nombreuses expériences. Le 4 juillet 2012, l'annonce de la découverte du boson de Higgs [1] [2] auprès des expériences CMS et ATLAS du LHC est venue apporter une confirmation supplémentaire de la fiabilité de cette théorie.

Le Modèle Standard ne constitue cependant pas une théorie complète, et certains problèmes restent pour le moment sans réponse. Ce chapitre s'attachera à présenter de manière succincte le formalisme théorique du Modèle Standard. Les principales limites actuelles seront ensuite évoquées.

## 1.1 Le Modèle Standard

L'ensemble des connaissances actuelles en physique des particules est regroupé au sein d'une théorie appelée « Modèle Standard », fondée sur la théorie quantique des champs. Son formalisme ne sera décrit ici que sous la forme d'une introduction aux concepts théoriques de base. Une description plus approfondie est donnée dans de nombreux ouvrages [3].

Le Modèle Standard, est fondé sur l'invariance de son Lagrangien sous les transformations de jauge locales du groupe  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Les particules élémentaires, supposées sans sous structure, y sont décrites comme des excitations de champs quantiques relativistes. Ces champs peuvent être scalaires, spinoriels, ou vectoriels.

### 1.1.1 Bosons et fermions

Au sein du Modèle Standard, les particules élémentaires sont classées en deux grandes familles, en fonction de leur spin : les fermions, de spin demi-entier, et les bosons, de spin entier.

Les fermions sont communément considérés comme les particules dites « de matière ». Ils sont représentés par des champs spinoriels. Ils regroupent les leptons électriquement chargés (électrons, muons, taus), les quarks, et les leptons électriquement neutres (neutrinos). Les observations expérimentales ont montré que ces champs de matière sont organisés en trois générations de masses croissantes. A chacune de ces particules est également associée une anti-particule, dont la charge électrique est opposée.

Les bosons de spin 1 sont les vecteurs des interactions faibles, électromagnétiques, et fortes, l'interaction gravitationnelle n'étant pas décrite par le Modèle Standard. Ils sont représentés par des champs vectoriels. Le boson de Higgs, récemment mis en évidence, est quant à lui un boson scalaire, de spin 0. Il est représenté par un champ scalaire.

### 1.1.2 Interaction électrofaible

Les leptons et les quarks sont sensibles aux interactions électromagnétiques et faibles. Les travaux de Sheldon Glashow, Steven Weinberg, et Abdus Salam ont permis d'unifier ces interactions en un même formalisme, sous le terme d'interaction « électrofaible » [4]. Celle-ci est basée sur l'invariance du Lagrangien sous les transformations de jauge locale du groupe  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ .

Le générateur du groupe  $U(1)_Y$  est un scalaire, noté  $Y$ . Les générateurs  $T^1$ ,  $T^2$  et  $T^3$  du groupe  $SU(2)_L$  sont eux définis à partir des matrices de Pauli par :

$$T^a = \frac{1}{2}\sigma^a ; \quad \sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} ; \quad \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} ; \quad \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.1)$$

En outre, les relations de commutations des générateurs de  $U(1)_Y$  et  $SU(2)_L$  sont respectivement :

$$[Y, Y] = 0 \quad ; \quad [T^a, T^b] = if^{abc}T^c \quad (1.2)$$

où  $f^{abc}$  sont les constantes de structure, qui dans le cas présent sont définies à partir du symbole de Levi-Civita comme  $f^{abc} = i\epsilon^{abc}$ . Les générateurs du groupe  $SU(2)_L$  ne commutent donc pas. On parle alors de groupe de jauge non-abélien.

En vertu du théorème de Noether, à tout groupe continu de symétries correspond une quantité conservée, que l'on appelle la charge. Ainsi, le nombre quantique  $Y$  conservé par la symétrie sous les transformations du groupe  $U(1)_Y$  est appelé « hypercharge faible ». La troisième composante « d'isospin faible », noté  $T_3$ , est le nombre quantique conservé par la symétrie sous  $SU(2)_L$ . Ces deux charges sont reliées à la charge électrique  $Q$  par la relation :  $Q = T_3 + Y/2$ .

À chaque générateur des groupes  $U(1)_Y$  et  $SU(2)_L$ , un champ de jauge est associé. Il s'agit respectivement du champ d'hypercharge  $B$ , avec la constante de couplage  $g_1$ , et des champs d'isospin faible  $W^1$ ,  $W^2$  et  $W^3$ , avec la constante de couplage  $g_2$ . Les tenseurs de forces correspondant sont :

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \quad (1.3)$$

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + gf^a_{bc}W_\mu^bW_\nu^c \quad (1.4)$$

où l'indice  $a$  varie de 1 à 3. Sous les transformations de jauge locales de  $U(1)_Y$  et  $SU(2)_L$ , les champs  $B_\mu$  et  $W_\mu^a$  se transforment respectivement en :

$$B_\mu(x) \rightarrow B_\mu(x) - \frac{1}{g_1}\partial_\mu\beta(x) \quad (1.5)$$

$$W_\mu^a(x) \rightarrow W_\mu^a(x) - \frac{1}{g_2}\partial_\mu\alpha^a(x) - f^a_{bc}\alpha^b(x) \cdot W_\mu^c(x) \quad (1.6)$$

où  $\beta(x)$  et  $\alpha^a(x)$  portent le caractère local de la transformation. On peut montrer que ces transformations laissent invariants les termes  $B_{\mu\nu}$  et  $W_{\mu\nu}^a$ . Ainsi, on peut ainsi écrire la partie du Lagrangien comprenant les termes cinétiques des bosons de jauge, et symétrique sous  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  :

$$\mathcal{L}_{jauge} = - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.7)$$

Nous allons désormais introduire les fermions dans la théorie. Pour un unique champ fermionique  $\psi$ , libre et non massif, le Lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_{libre} = \bar{\psi} i \gamma^\mu \partial_\mu \psi \quad (1.8)$$

où les termes  $\gamma^\mu$  sont les matrices de Dirac, définies à partir des matrices de Pauli et de la matrice identité  $2 \times 2$  (notée  $I$ ) :

$$\gamma^0 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma^i \\ -\sigma^i & 0 \end{pmatrix}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (1.9)$$

On peut ordonner les fermions en terme de fermions d'hélicité gauche  $\psi_L$ , formant un doublet d'isospin et sensibles aux interactions électromagnétique et faible, et de fermions d'hélicité droite  $\psi_R$ , formant un singulet d'isospin faible, et sensibles uniquement à l'interaction électromagnétique. Les règles de transformations des fermions sous  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  sont ainsi :

$$\psi_L(x) \rightarrow \exp \left( i \alpha^a(x) \cdot \frac{\sigma_a}{2} + i \beta(x) Y \right) \psi_L(x) \quad (1.10)$$

$$\psi_R(x) \rightarrow \exp ( i \beta(x) Y ) \psi_R(x) \quad (1.11)$$

Afin d'inclure les fermions et leurs interactions dans le Lagrangien de la théorie, tout en respectant l'invariance de jauge, on remplace la dérivé classique  $\partial_\mu$  de l'équation 1.8 par la dérivée dite « covariante », définie ici pour les fermions droitiers par :

$$D_\mu = \partial_\mu + i g_1 Y B_\mu \quad (1.12)$$

et pour les fermions gauchers par :

$$D_\mu = \partial_\mu + i g_1 Y B_\mu + i g_2 \frac{\sigma_a}{2} W_\mu^a \quad (1.13)$$

Ainsi, en utilisant pour les leptons et les quarks la notation en spineurs de Dirac, donnée dans le tableau 1.1 récapitulant le contenu en champ, le Lagrangien de l'interaction électrofaible s'écrit :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{electrofaible}} = & - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \\
& + \bar{L}_i i D_\mu \gamma^\mu L^i + \bar{l}_{iR} i D_\mu \gamma^\mu l_{iR} \\
& + \bar{Q}_i i D_\mu \gamma^\mu Q^i + \bar{u}_{iR} i D_\mu \gamma^\mu u_{iR} + \bar{d}_{iR} i D_\mu \gamma^\mu d_{iR}
\end{aligned} \tag{1.14}$$

où la première ligne correspond aux termes cinétiques des bosons de jauge et les deux lignes suivantes représentent les termes cinétiques des fermions, respectivement des leptons et des quarks.

### 1.1.3 Interaction forte

Les quarks, contrairement aux leptons, portent également une charge de couleur, et sont sensibles à l'interaction forte. La théorie décrivant cette interaction, la « Chromo Dynamique Quantique », ou « QCD », est basée sur l'invariance du Lagrangien sous les transformations de jauge locales du groupe non-abélien  $SU(3)_C$ . Les quarks y sont décrits par des triplets de couleur, tandis que les leptons sont décrits par des singulets. Le groupe  $SU(3)_C$  a 8 générateurs définis à partir des matrices de Gell-Man  $\lambda^a$  par :

$$T^b = \frac{1}{2} \lambda^b \quad , \quad b = 1, \dots, 8 \tag{1.15}$$

Les champs de jauge associés à chacun de ces générateurs sont appelés « gluons », et notés  $G^a$ . Ils portent chacun une combinaison de deux charges de couleur. La constante de couplage associée est notée  $g_s$ . Ainsi, le champ de forces correspondant est défini par :

$$G_{\mu\nu}^b = \partial_\mu G_\nu^b - \partial_\nu G_\mu^b + g_s f^b_{cd} G_\mu^c G_\nu^d \tag{1.16}$$

Sous les transformations de jauge locales du groupe  $SU(3)_C$ , les champs  $G_\mu^a$  se transforment tels que :

$$G_\mu^b(x) \rightarrow G_\mu^b(x) - \frac{1}{g_s} \partial_\mu \zeta^b(x) - f^b_{cd} \zeta^c(x) \cdot G_\mu^d(x) \tag{1.17}$$

où le caractère local de la transformation est porté par  $\zeta(x)$ . Les termes cinétiques des gluons dans le Lagrangien s'écrivent ainsi :

$$\mathcal{L}_{\text{jauge QCD}} = - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^b G_b^{\mu\nu} \tag{1.18}$$

Pour prendre en compte l'interaction forte dans le Lagrangien, il faut enfin modifier la dérivée covariante pour les quarks, de façon à respecter l'invariance sous  $SU(3)_C$ . Ainsi, pour les quarks droitiers, on a :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_1 Y B_\mu + ig_s \frac{\lambda_b}{2} G_\mu^b \quad (1.19)$$

et pour les quarks gauchers par :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_1 Y B_\mu + ig_2 \frac{\sigma_a}{2} W_\mu^a + ig_s \frac{\lambda_b}{2} G_\mu^b \quad (1.20)$$

où  $a$  varie de 1 à 3 et  $b$  varie de 1 à 8.

Le Lagrangien du Modèle Standard invariant sous les transformations de jauge locales  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  s'écrit ainsi, en terme de spineurs de Dirac :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SM} = & - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^b G_b^{\mu\nu} \\ & + \bar{L}_i i D_\mu \gamma^\mu L^i + \bar{l}_{iR} i D_\mu \gamma^\mu l_{iR} \\ & + \bar{Q}_i i D_\mu \gamma^\mu Q^i + \bar{u}_{iR} i D_\mu \gamma^\mu u_{iR} + \bar{d}_{iR} i D_\mu \gamma^\mu d_{iR} \end{aligned} \quad (1.21)$$

### 1.1.4 Mécanisme de Higgs

En développant les dérivées covariantes, on peut montrer que les champs présents dans ce Lagrangien sont sans masse. En effet, la présence d'un terme de masse briserait la symétrie sous les transformations de jauge locales. Pour les fermions, les transformations du groupe  $SU(2)_L$  agissent différemment sur les doublets (gauchers) et les singulets (droitiers), et la présence d'un terme de masse est donc interdite par les conditions d'invariance de jauge.

Cependant, l'existence d'une masse pour l'ensemble de ces particules est un fait expérimental avéré. En particulier, la portée limitée de l'interaction faible suggère une masse non nulle pour les bosons vecteurs correspondant. Ces masses sont donc introduites dans la théorie au moyen du mécanisme dit « de Higgs » [5] [6] [7]. Pour ce faire, un doublet de champs scalaires complexes, le champ de Higgs, est introduit :

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \phi^1 + i\phi^2 \\ \phi^3 + i\phi^4 \end{pmatrix} \quad (1.22)$$

De l'introduction de ce nouveau champ découle l'apparition de termes d'interaction et de termes cinétiques, et il convient de rajouter au Lagrangien initial un nouveau terme

défini par :

$$\mathcal{L}_\phi = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - V(\phi) \quad (1.23)$$

où le potentiel scalaire  $V(\phi)$  s'écrit :

$$V(\phi) = \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \quad (1.24)$$

Si  $\lambda$  est positif et  $\mu^2$  est négatif, le minimum de ce potentiel existe mais n'est pas unique. Le champ de Higgs acquiert alors une « valeur attendue dans le vide » (ou *Vacuum Expectation Value*, VEV) non nulle :

$$\langle\phi\rangle_0 \equiv \langle 0|\phi|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} ; \quad v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (1.25)$$

Avec une valeur de  $v$  égale à 246 GeV, on développe le champ autour de l'état fondamental :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}e^{\frac{i\xi_a(x)\sigma^a}{v}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

Les 4 degrés de liberté de l'expression 1.22 sont ici portés par trois bosons de Goldstone  $\xi_a$  et par le champ scalaire  $H$ . L'invariance du Lagrangien sous les transformations de jauge  $SU(2)_L$  autorise le choix de  $\xi_a(x) = 0$  (choix d'une jauge unitaire). En insérant l'expression de l'état fondamental du champ de Higgs dans la composante cinétique de l'expression 1.23, on obtient :

$$\begin{aligned} (D_\mu\phi_0)^\dagger(D^\mu\phi_0) &= (0, v/\sqrt{2}) \left| \left( \partial_\mu + ig_1 Y B_\mu + ig_2 \frac{\sigma^a}{2} W_{a\mu} \right) \right|^2 \begin{pmatrix} 0 \\ v/\sqrt{2} \end{pmatrix} \\ &= \frac{v^2}{8} [g_2^2(W_\mu^1 W^{1\mu} + W_\mu^2 W^{2\mu}) + (-g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu)^2] \end{aligned} \quad (1.27)$$

Les états propres de masses observable consistent en des mélanges des états propres de jauge. On obtient ainsi les bosons  $W^\pm$ ,  $Z^0$ , et le photon  $A$  :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \quad (1.28)$$

$$Z_\mu^0 = \frac{1}{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}(g_2 W_\mu^3 - g_1 B_\mu) \quad (1.29)$$

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}}(g_2 W_\mu^3 + g_1 B_\mu) \quad (1.30)$$

$$(1.31)$$

L'équation 1.27, peut être réécrite à l'aide de ces états de façon à faire apparaître les masses de  $W^\pm$  et  $Z^0$ , respectivement :

$$m_W^2 = \frac{g_2^2}{4} v^2 \quad \text{et} \quad m_Z = \frac{g_2^2 + g_1^2}{4} v^2 \quad (1.32)$$

En outre, en utilisant les équations 1.24 et 1.25, le terme de masse du boson de Higgs, calculé au premier ordre, est :

$$m_H^2 = 2\lambda v^2 \quad (1.33)$$

Enfin, les termes d'interaction de Yukawa, couplages entre les fermions et le champ de Higgs, sont ajoutés dans le Lagrangien afin de générer les termes de masse pour les fermions. Les constantes de couplages associées, notées  $y_{ij}$ , sont des paramètres libres du modèle. Ainsi, l'expression finale du Lagrangien du Modèle Standard s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SM} = & - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^b G_b^{\mu\nu} \\ & + \bar{L}_i i D_\mu \gamma^\mu L^i + \bar{l}_{iR} i D_\mu \gamma^\mu l_{iR} \\ & + \bar{Q}_i i D_\mu \gamma^\mu Q^i + \bar{u}_{iR} i D_\mu \gamma^\mu u_{iR} + \bar{d}_{iR} i D_\mu \gamma^\mu d_{iR} \\ & + (D_\mu \phi)^\dagger (D^\mu \phi) - V(\phi) \\ & - (y_e)_j^i \bar{L}_i \phi l_R^j - (y_u)_j^i Q_i^\dagger \phi^\dagger u_R^j - (y_d)_j^i \bar{Q}_i \phi d_R^j + h.c. \end{aligned} \quad (1.34)$$

## 1.2 Limites du Modèle Standard

Malgré les succès du Modèle Standard, de nombreuses questions, liées à la physique des particules, demeurent sans réponses. Cette section se propose de donner une liste non-exhaustive d'exemples illustrant les limites actuelles du Modèle Standard.

### 1.2.1 Matière noire

La plus médiatique des questions ouvertes en physique des particules est sans doute celle de l'existence de la matière noire. La formulation de ce concept fait suite à plusieurs observations astronomiques. La première observation est celle de la vitesse de rotation des étoiles au sein d'une galaxie, en fonction de leur distance au centre de celle-ci [8]. En effet, la vitesse des étoiles situées en périphérie est bien supérieure aux valeurs attendues

	<b>Champ</b>	<b>SU(3)<sub>C</sub> × SU(2)<sub>L</sub> × U(1)<sub>Y</sub></b>
Leptons	$L_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i \end{pmatrix}_L$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
	$l_{iR}$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
Quarks	$Q_i = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}_L$	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
	$u_{iR}$	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
	$d_{iR}$	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, \frac{1}{3})$
Bosons de jauge	$G_\mu^a$	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
	$W_\mu^a$	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
	$B_\mu$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$
Champ de Higgs	$\phi$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, \frac{1}{2})$

TABLE 1.1 – Contenu en particules du Modèle Standard présenté en terme d'états propres de jauge. Le terme  $i$  fait référence à la famille de masse. Dans la colonne de gauche, les deux premiers termes de chaque parenthèse correspondent à la représentation du champ dans le groupe considéré (1 pour un singulet, 2 pour un doublet, etc...) tandis que le dernier terme représente l'hypercharge faible. La représentation en spineurs de Dirac est utilisée.



lorsque la masse de la galaxie est calculée à partir de l'ensemble de la matière visible qui la compose.

Une des solutions permettant d'expliquer ces observations est de postuler l'existence d'une « matière noire », sensible à l'interaction gravitationnelle, et présente en quantité non-négligeable dans les objets stellaires. Cette hypothèse permet en outre d'expliquer la distribution filamentaire de la matière dans l'univers [9], et est également compatible avec l'observation d'effets de « lentille gravitationnelle » [10]. Transposé en physique des particules, ce concept amène à prédire l'existence de particules massives, sans charge électrique, et stables. Certains modèles de Supersymétrie prédisent l'existence d'une particule massive, neutre, et stable, susceptible d'incarner cette matière noire.

### 1.2.2 Asymétrie entre matière et anti-matière

L'asymétrie entre matière et anti-matière est l'une des autres énigmes majeures de la physique moderne. À chaque particule du Modèle Standard correspond une anti-particule. Lorsqu'une particule et son anti-particule sont mises en présence l'une de l'autre, elle s'annihilent et sont converties en deux photons dont l'énergie dépend de la masse des deux particules. L'univers tel que nous l'observons aujourd'hui est quasi-exclusivement composé de matière. Cependant, notre connaissance actuelle des conditions de l'univers primordial nous amène à penser qu'aux origines de l'univers, Le Big Bang aurait dû aboutir à la création d'une quantité équivalente de matière et d'anti-matière. En 1967, Andreï Sakharov énonce trois conditions sous lesquelles l'asymétrie entre matière et antimatière est possible [11]. L'une de ces conditions est la violation de la symétrie CP. Cette violation a du reste déjà pu être mise en évidence, mais avec une amplitude trop faible pour pouvoir expliquer la densité actuelle de matière [12].

### 1.2.3 Masse des neutrinos

La description des neutrinos par le Modèle Standard est également incomplète. En effet, les expériences Super-Kamiokande en 1998 [13] et SNO en 2001 [14] ont permis la mise en évidence du phénomène d'oscillation des neutrinos. Ce changement de saveur n'est possible que dans l'hypothèse où les neutrinos ont une masse. De plus, il a été observé que les neutrinos ne sont que de chiralité gauche, ce qui dans le Modèle Standard rend impossible l'introduction d'un terme de masse par les mécanismes similaires à ceux utilisés pour les autres fermions. Il est donc nécessaire de compléter la théorie afin de rendre compte de ces récents résultats expérimentaux.

### 1.2.4 Problème de naturalité de la théorie

Dans le Modèle Standard, le boson de Higgs se couple avec les fermions, les bosons vecteurs de l'interaction électrofaible, et lui-même. Un exemple de diagramme de Feynman est donné, pour chaque type de couplage, dans la figure 1.1. L'existence de ces couplages implique des corrections radiatives à la masse du Higgs, paramètre libre du modèle, mesurée comme étant égale à 125 GeV. Les expressions des corrections correspondantes sont :

$$\Delta M_t^2 = -\frac{3}{8\pi^2} y_t^2 \Lambda^2, \quad \Delta M_{jaugé}^2 = -\frac{9}{64\pi^2} g_2^2 \Lambda^2, \quad \Delta M_H^2 = -\frac{1}{16\pi^2} \lambda^2 \Lambda^2 \quad (1.35)$$

La correction totale, somme de l'ensemble des contributions, dépend quadratiquement de l'échelle d'énergie  $\Lambda$ . Si on fait l'hypothèse que le Modèle Standard est valide jusqu'à l'échelle de Planck,  $m_p \sim 2.4 \cdot 10^{18}$  GeV, alors la valeur de la correction à la masse est bien supérieure la masse elle-même. Pour que cette valeur demeure compatible avec la masse observée, il serait nécessaire ajuster les paramètres du modèle avec une précision d'une trentaine de décimales. Cette procédure, jugée très peu « naturelle », est l'un des principaux arguments plaidant pour l'existence d'une théorie de Nouvelle Physique plus générale, et qui, contrairement au Modèle Standard, resterait valide jusqu'à l'échelle de Planck.

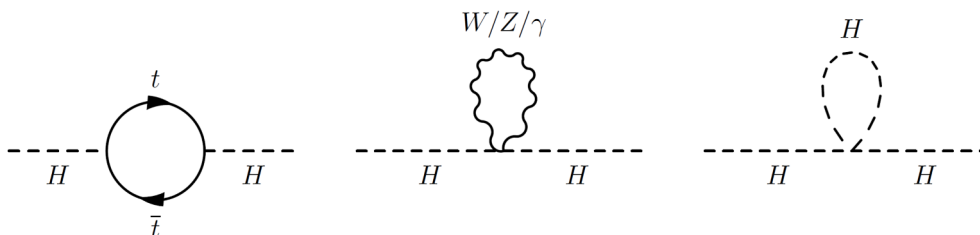


FIGURE 1.1 – Diagramme de Feynmann des différents couplages responsables des corrections quantiques à la masse du boson de Higgs.

### 1.2.5 Théories de nouvelle physique

De nombreuses théories ont été développées, apportant des solutions à certains, ou à l'ensemble, de ces problèmes. Une description des différentes théories existantes dépasserait le cadre de cette thèse. Cette section se propose néanmoins de donner un bref aperçu des principales théories recherchées auprès des expériences du LHC.

Parmi ces théories, la Supersymétrie [15] est l'une des plus populaires, notamment en raison de la solution élégante qu'elle apporte au problème de naturalité, et du fait que certains modèles prédisent l'existence d'un candidat à la matière noire. Constituant l'objet de l'analyse de physique menée dans cette thèse, elle sera présentée dans le chapitre 4.

La théorie dite des « Extra-Dimensions » [16], prédit l'existence de dimensions spatiales supplémentaires. Les fermions et les bosons de jauge sont confinés dans les trois dimensions spatiales usuelles, tandis que la gravité se propage dans ces dimensions supplémentaires.

Les modèles de type « *Little Higgs* » [17] [18] [19] apportent une solution au problème de naturalité en considérant le boson de Higgs comme un pseudo-boson de Goldstone issu de la brisure d'un groupe de symétrie global à l'échelle du TeV. Elle prédit un Higgs dont la masse, de l'ordre de 100 GeV, est stable jusqu'à une échelle d'énergie d'environ 10 TeV.

Enfin, on mentionnera également l'existence de modèles dits de « Higgs composites » [20], « *Technicolor* » [21], ou encore les modèles dits de symétrie « *Left-Right* » [22].

L'objectif majeur du LHC, et des expériences qui y sont rattachées, est donc l'exploration de la physique jusqu'à des échelles d'énergie de l'ordre du TeV, et la mise en évidence, ou au contraire la réfutation, des différentes théories de Nouvelle Physique.



# Chapitre 2

## L'expérience CMS au LHC

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Le grand collisionneur de hadron : LHC . . . . .</b>	<b>16</b>
<b>2.2</b>	<b>Le détecteur CMS . . . . .</b>	<b>19</b>
2.2.1	Le système de coordonnées de CMS . . . . .	19
2.2.2	L'aimant solénoïde et le champ magnétique de CMS . . . . .	21
2.2.3	Le trajectographe . . . . .	21
2.2.4	Le calorimètre électromagnétique . . . . .	23
2.2.5	Le calorimètre hadronique . . . . .	25
2.2.6	Le spectromètre à muons . . . . .	26
2.2.7	Le système de déclenchement . . . . .	29
2.2.8	La Grille et la gestion des données de CMS . . . . .	32
<b>2.3</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>33</b>

---

Le 21 octobre 2008, le grand collisionneur de hadron, le LHC (Large Hadron Collider), était officiellement inauguré au CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire). Il constitue à ce jour l'accélérateur de particule le plus puissant jamais construit. En permettant la découverte du boson de Higgs, dernière pièce manquant du Modèle Standard, le LHC a d'ores et déjà accompli l'un de ses principaux objectifs de recherche.

Cependant, ainsi qu'évoqué dans le chapitre précédent, le Modèle Standard ne constitue pas une théorie complète, puisqu'il échoue à expliquer certaines observations expérimentales. Les théories fournissant des solutions aux limites connues du Modèle Standard sont nombreuses. Depuis le démarrage du LHC, des échelles d'énergies jusque là inégalées sont accessibles à l'expérience. On peut donc espérer que les années futures permettront la mise en évidence de preuves de l'existence de l'une de ces théories dites de « Nouvelle Physique ».

Ce second chapitre s'attachera tout d'abord à présenter le fonctionnement du LHC. La dernière partie sera dédiée à la description détaillée du détecteur CMS et de ses différents composants.

## 2.1 Le grand collisionneur de hadron : LHC

Construit en lieu et place de son prédécesseur, le collisionneur d'électrons-positrons LEP, le LHC est l'accélérateur de particules le plus puissant jamais créé. Gigantesque anneau de 27 km de circonférence, il est installé au sein d'un tunnel souterrain d'une profondeur moyenne de 100 m.

Le choix de remplacer l'ancien collisionneur électrons-positrons (LEP) par un collisionneur de protons est motivé par la volonté d'augmenter la quantité d'énergie disponible lors des collisions. L'avantage d'utiliser des protons est relié au fait que toute particule chargée se propageant à une vitesse relativiste dans un accélérateur circulaire subit une perte d'énergie par rayonnement synchrotron, du fait du champ magnétique utilisé pour courber sa trajectoire. Cette perte d'énergie est proportionnelle à  $E^4/m^4$ ,  $E$  étant l'énergie de la particule et  $m$  sa masse. Pour une même énergie, et compte tenu de la différence de masse entre proton et électron, la perte d'énergie par rayonnement synchrotron est donc réduite d'un facteur  $1836^4$  au LHC, par rapport au LEP. Les protons du LHC pourront ainsi atteindre une énergie de 7 TeV, là où les électrons du LEP étaient accélérés jusqu'à une centaine de GeV. En outre, le choix de construire un collisionneur de protons, et non de protons-antiprotons à l'instar du Tevatron au Fermilab, s'explique par les difficultés relatives à la production d'antiprotons en quantité importante.

Le désavantage principal de l'utilisation de protons provient de leur caractère composite. Un proton est une combinaison de quarks et de gluons, selon une répartition probabiliste qui dépend de l'énergie. Cette répartition peut être décrite par les fonctions de distribution partoniques. En conséquence, les constituants effectivement engagés dans une collision, ainsi que leur impulsion longitudinale, ne peuvent être connus que de manière probabiliste.

Les faisceaux du LHC se croisent en 4 points distincts, où ont lieu les collisions. En ces points sont placés les 4 détecteurs correspondant aux expériences principales du LHC : *CMS* [23], *ATLAS* [24], *ALICE* [25] et *LHCb* [26]. Les buts premiers de *CMS* et

d'*ATLAS* sont la mise en évidence du boson de Higgs, découvert en 2012 [27], ainsi que l'étude de ses propriétés, mais également la recherche de Nouvelle Physique. L'expérience *ALICE* s'intéresse uniquement aux collisions d'ions lourds, qui permettent la création et l'étude d'un plasma de quark et de gluons, état de la matière caractéristique des premiers instants de l'univers. *LHCb* est plus particulièrement dédié à l'étude de la violation de la symétrie *CP*, dont l'observation dans la désintégration de hadrons beaux permettrait de mieux comprendre les mécanismes à l'origine de l'asymétrie entre matière et antimatière dans l'univers.

L'accélération des protons au sein du LHC se fait en plusieurs étapes, et est réalisée au moyen de 5 systèmes successifs. Tout d'abord, des paquets de  $1.15 \times 10^{11}$  protons sont obtenus par ionisation d'atomes d'hydrogène gazeux, et sont ensuite injectés dans un accélérateur linéaire, LINAC 2. Les protons y acquièrent une énergie de 50 MeV avant d'être envoyés dans un accélérateur circulaire, le PSB (Proton Synchrotron Booster), au sein duquel leur énergie est portée jusqu'à une valeur de 1.4 GeV. Ce premier accélérateur circulaire en alimente un second, le PS (Proton Synchrotron), plus grand, et qui permet d'augmenter l'énergie des protons jusqu'à 26 GeV. Enfin, le SPS (Super Proton Synchrotron) donne aux protons une énergie de 450 GeV, avant leur injection dans les tubes du LHC où les paquets sont accumulés afin de former les faisceaux utilisés pour les collisions. L'agencement de ces différents systèmes est illustré dans la figure 2.1.

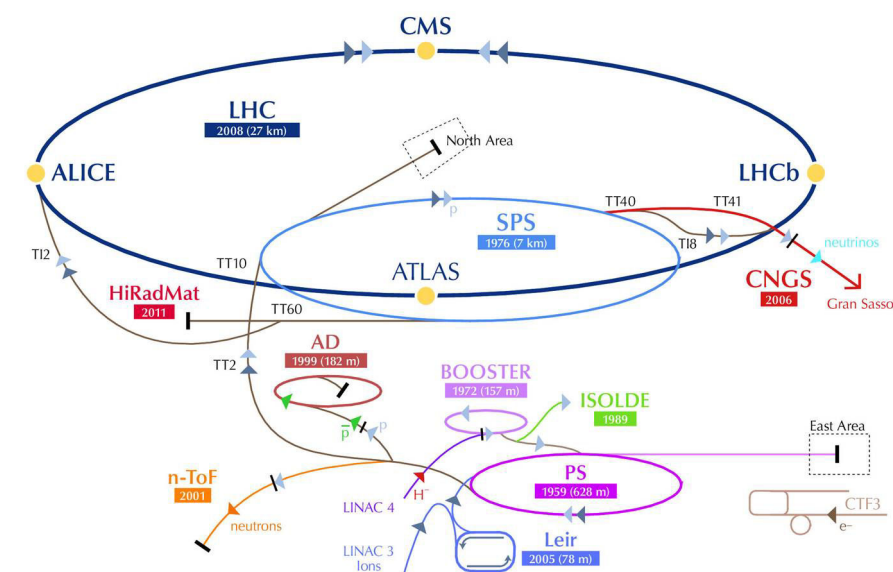


FIGURE 2.1 – Schéma présentant les différents accélérateurs utilisés au CERN.

Le LHC se compose quant à lui de deux tubes distincts mais parallèles, au sein de chacun desquels circule un faisceau de protons. Les deux faisceaux sont constitués de paquets de protons<sup>1</sup>, et circulent en sens opposés. L'accélération à proprement parler est réalisée à l'aide 16 cavités radio fréquence (8 par faisceau), qui, en délivrant un champ

1. 1380 paquets par faisceau en 2011 et 2012, pour une valeur nominale de 2808.

électrique de 5 MV/m oscillant à une fréquence de 400 MHz, vont permettre d'augmenter l'énergie des protons de 0.5 MeV par tour. La trajectoire des protons est guidée par un enchaînement d'aimants supra-conducteurs dipolaires qui délivrent un champ magnétique pouvant atteindre  $8.4 \text{ T}^2$ . Au nombre de 1232, ils entourent sur toute leur longueur les tubes contenant le faisceau. Enfin la focalisation des faisceaux est assurée par des aimants quadripolaires.

Afin d'en exploiter les propriétés de supra-conductivité, les aimants doivent être maintenus à une température de 1.9 K. Une telle température est obtenue à l'aide d'un système de circulation d'hélium liquide. Le temps nécessaire au refroidissement de l'ensemble du système est d'environ 6 semaines.

Un des autres défis technologiques cruciaux du LHC consiste en l'obtention d'un vide extrêmement poussé au sein des tubes. Il est en effet important de réduire autant que possible la quantité de gaz présent dans les tubes, afin d'éviter les interactions avec les protons du faisceau. La qualité de ce vide a notamment un impact direct sur le temps de vie des faisceaux. Grâce à des techniques de pompage cryogénique [28], la pression obtenue est de l'ordre de  $10^{-11}$  mbar.

Le LHC a démarré en septembre 2008, avec une première phase de tests utilisant des faisceaux de faible énergie (450 GeV par faisceau). En 2010 et 2011, les premières prises de données destinées aux analyses de physique ont été réalisées, avec une énergie de collision de 7 TeV, suivies en 2012 d'une seconde période de prises de données à 8 TeV. Depuis début 2013, le LHC est arrêté afin d'apporter certaines améliorations en vue de son redémarrage, en 2015, avec des collisions à 13 TeV.

La production de collisions au LHC est divisée en périodes, appelées « runs ». Un run démarre lorsque deux faisceaux ont atteint l'énergie et le nombre de protons requis. Ils sont alors mis en collision, et les paquets de protons se croisent en différents points, où sont placés les différents détecteurs. Chaque croisement est susceptible de produire une ou plusieurs interactions proton-proton. Le terme « empilement », ou « *Pile-Up* », est utilisé pour qualifier cette possible superposition d'interactions lors d'un croisement de paquets. Le nombre de protons décroît progressivement jusqu'à ce que le taux de collisions par seconde descende en dessous d'une valeur critique. Le run est alors arrêté, et de nouveaux faisceaux sont préparés pour le prochain run. La durée d'un run est variable, de quelques minutes à plus d'une dizaine d'heures. Le taux de collisions par seconde est proportionnel à la luminosité instantanée de l'accélérateur, dont l'expression est donnée par :

$$\mathcal{L} = \frac{f k n_p^2}{4 \pi \sigma_x \sigma_y} \quad (2.1)$$

où  $f$  est la fréquence de révolution d'un proton, en Hertz,  $k$  est le nombre de paquets,  $n_p$  est le nombre de protons par paquets, et  $\sigma_x$  et  $\sigma_y$  leur dispersions transverses, en centimètres ( $\sigma_x = \sigma_y = 1.66 \times 10^{-3} \text{ cm}$ ). La valeur maximale atteinte en 2012, pour une énergie de collision de 8 TeV et un espacement temporel des paquets de 50 ns est  $\mathcal{L} = 7.7 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} = 1 \text{ pb}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ .

La luminosité intégrée représente le nombre d'interactions proton-proton sur une période donnée, par unité de section efficace. Elle peut être interprétée comme la quantité de collisions délivrée par le LHC depuis sa mise en fonctionnement. Elle est définie par

---

2. Le champ magnétique nécessaire pour courber des faisceaux de 3.5 ou 4 TeV est d'environ 4.2 T.

$L = \int \mathcal{L} dt$ . Depuis les premières collisions de protons à 7 TeV, en octobre 2010, jusqu'à l'arrêt des collisions à 8 TeV, en décembre 2012, la luminosité intégrée proton-proton délivrée par le LHC a atteint  $30 \text{ fb}^{-1}$ . À titre de comparaison, le Tevatron, en fonctionnement de 1983 à 2011, avait accumulé  $10 \text{ fb}^{-1}$  de données, à une énergie de collision maximale proche de 2 TeV.

La production d'une telle quantité de collisions de haute énergie est d'un intérêt crucial pour la recherche de nouvelle physique. En particulier, le signal recherché dans cette thèse repose sur la production de paires de particules supersymétriques à une échelle de masse de l'ordre du TeV, et pour une section efficace de production pouvant aller de plusieurs centaines de picobarns à moins d'un femtobarn.

## 2.2 Le détecteur CMS

Le détecteur CMS (Compact Muon Solenoid) est, avec ATLAS, l'un des deux détecteurs dit « généralistes » du LHC. L'emploi de ce qualificatif renvoie à la variété de son programme de recherche. Les buts de l'expérience sont en effet multiples, de la réalisation de mesures de précision sur le Modèle Standard à la recherche de nouvelle physique à l'échelle du TeV dans laquelle s'inscrit ce travail de thèse, ou encore la mise en évidence et la caractérisation d'un ou plusieurs bosons de Higgs. Les collisions d'ions de plomb sont également étudiées par CMS.

Les dimensions du détecteur sont gigantesques. De forme cylindrique, il mesure environ 29 m de long pour un diamètre de 15 m, et pèse 14000 tonnes. Une représentation schématique globale est présentée dans la figure 2.2. Cette section présentera en détail le détecteur CMS. Le système de coordonnées utilisé sera tout d'abord introduit. Puis l'aimant solénoïde, qui constitue la plus importante particularité de CMS, sera présenté. Les différents sous-détecteurs seront ensuite décrits, depuis le centre vers l'extérieur du cylindre : le trajectographe, les calorimètres électromagnétique et hadronique, et les chambres à muons. Enfin, le principe de fonctionnement du « système de déclenchement » et la gestion des données collectées seront discutés.

### 2.2.1 Le système de coordonnées de CMS

Dans un souci de clarté, il convient de débiter cette description de CMS en définissant son système de coordonnées, auquel il sera régulièrement fait référence tout au long de ce travail de thèse.

Un système de coordonnées cartésiennes est défini, ayant pour origine le centre géométrique de CMS, qui ne correspond pas nécessairement au point de collision. Dans le plan transverse, l'axe  $x$ , horizontal, est orienté vers le centre du LHC. L'axe  $y$ , vertical, est orienté vers le haut. Dans le plan longitudinal, l'axe  $z$  suit la direction du faisceau, et orienté dans le sens anti-horaire pour un observateur placé au dessus du LHC.

Un système de coordonnées polaire  $(r, \phi, \theta)$  est associé. La coordonnée radiale est définie par  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ . L'angle azimutal  $\phi$ , dans le plan transverse, est défini dans l'intervalle  $[0; 2\pi]$  à partir de l'axe  $y$ . L'angle polaire  $\theta$ , dans le plan  $(r; z)$ , est défini dans l'intervalle  $]0; \pi[$  à partir de l'axe  $z$ . À partir de cet angle, on définit une autre variable, beaucoup plus utilisée : la pseudo-rapacité. Elle est définie par  $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ . L'avantage principal de cette quantité est que, dans les conditions ultra-relativistes, la



## Détecteur CMS

Poids total : 14 000 tonnes  
Diamètre moyen : 15,0 m  
Longueur moyennes : 28,7 m  
Champ magnétique : 3,8 T

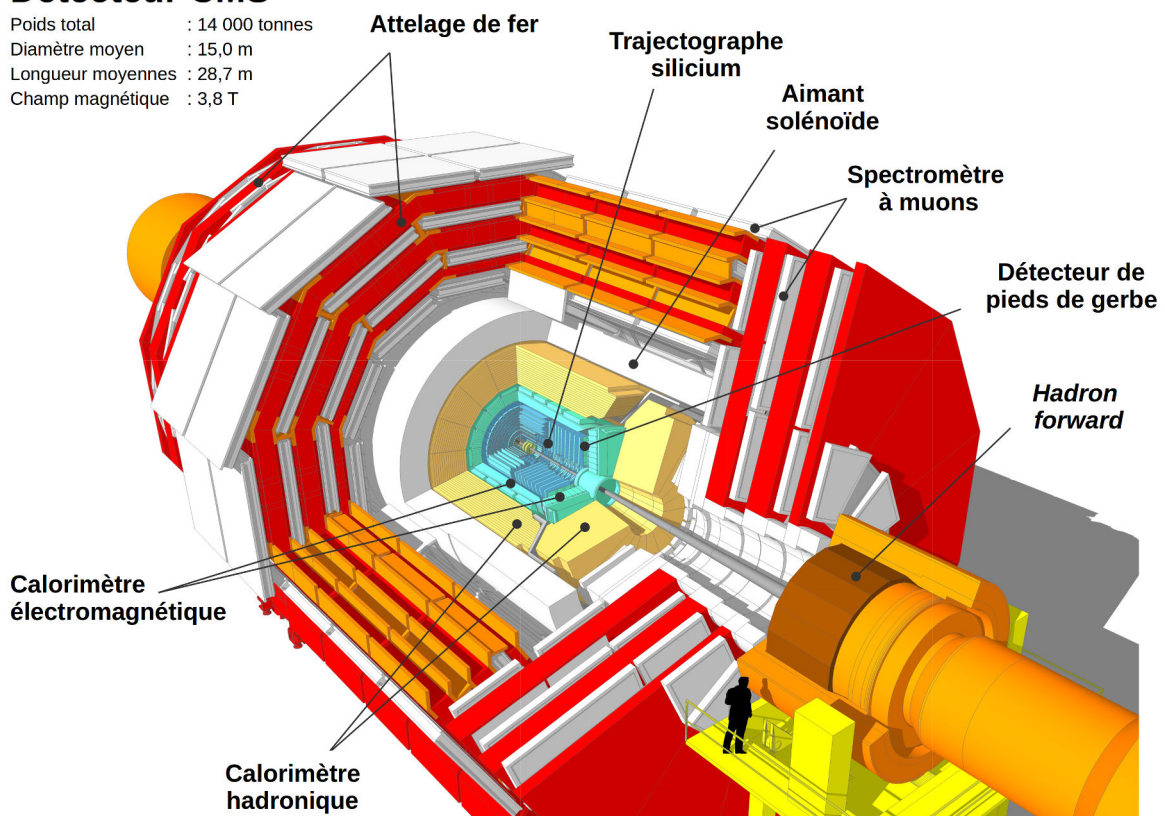


FIGURE 2.2 – Schéma d'une vue éclatée du détecteur CMS

différence  $\Delta\eta$  entre les pseudo-rapidités de deux particules est invariante selon un boost de Lorentz le long de l'axe  $z$ .

### 2.2.2 L'aimant solénoïde et le champ magnétique de CMS

L'aimant solénoïde de l'expérience CMS est le plus grand jamais construit. Il entoure les trois premiers sous-détecteurs, à savoir le trajectographe et les calorimètres électromagnétique et hadronique. Il délivre un champ magnétique uniforme d'une valeur de 3.8 Tesla, qui a pour effet de courber la trajectoire des particules chargées électriquement. Il était initialement prévu que la densité de flux magnétique au centre du solénoïde soit de 4 Tesla, avant qu'elle ne soit finalement abaissée à 3.8 Tesla, en raison du risque de vieillissement prématuré de l'aimant [29] [30].

Pour exploiter les propriétés de supraconductivité de l'aimant, celui-ci doit être refroidi à une température de 4.1 K. Ce refroidissement est réalisé à l'aide d'hélium liquide. Le solénoïde est en outre placé dans une cuve à vide, qui permet son isolation thermique.

L'aimant est entouré d'un « attelage » cylindrique en fer, sur laquelle il repose, et qui permet également de canaliser le champ magnétique dit « de retour » à l'extérieur du solénoïde. Ainsi, le champ magnétique délivré au niveau des chambres à muons, à l'extérieur de l'aimant, est d'une amplitude de l'ordre de 2 T, et est orienté dans le sens opposé à celui délivré dans la partie interne.

### 2.2.3 Le trajectographe

Situé au plus près du point de collision, le trajectographe permet la reconstruction des trajectoires des particules électriquement chargées, et la mesure de leur charge et de leur impulsion transverse. Il permet également l'estimation des positions des différents vertex d'interaction proton-proton, à partir de l'information sur ces trajectoires. La trajectographie, décrite en détail dans le chapitre 3, est basée en premier lieu sur la mesure d'un ensemble de « coups », consécutifs au passage d'une particule au travers des différentes couches de détection du trajectographe. Ces coups sont ensuite combinés pour obtenir une mesure de trajectoire.

D'un rayon de 110 cm pour une longueur de 540 cm, le trajectographe est uniquement constitué de détecteurs semi-conducteurs en silicium : des détecteurs à pixels et des détecteurs à micropistes. Ils sont répartis en une succession de cylindres concentriques placés autour de l'axe du faisceau (appelés tonneaux), complétés par des disques placés perpendiculairement à ce même axe, à l'avant et à l'arrière du détecteur (appelés bouchons).

Le fonctionnement d'un détecteur semi-conducteur silicium est basé sur le principe de la jonction p-n. Deux couches de silicium, respectivement dopées N (excès d'atomes donneurs) et P (excès d'atomes accepteurs), sont superposées et forment ce que l'on appelle une jonction. L'application d'une tension de part et d'autre de cette jonction provoque l'apparition, à l'interface, d'une zone dite de « déplétion ». Cette zone va agir comme un isolant et créer une barrière de potentiel qui va limiter la conduction entre les couches N et P. Lorsqu'une particule chargée traverse un détecteur silicium, elle crée des paires électrons-trous dans la zone de déplétion. La migration de ces charges, respectivement vers l'anode et la cathode où elles sont collectées, va induire un courant électrique mesurable.

Afin de conserver une efficacité satisfaisante et de maximiser son temps de vie, le trajectographe doit être refroidi pendant les prises de données. En effet, le passage des particules endommage les détecteurs silicium (augmentation du courant de fuite notamment) et augmente le niveau de bruit. Ce dernier est défini comme la valeur du courant délivré par un détecteur silicium en l'absence de particules, et il dépend linéairement du niveau de radiation subit. Cependant, ce niveau de bruit décroît exponentiellement avec la température, d'où la nécessité d'un système de refroidissement pour le trajectographe. Pendant la première phase de collisions, la température atteinte pour le trajectographe était de 4 ° C, et elle sera de -20 ° C pour la prochaine phase de collisions en 2015.

Les détecteurs à pixels ont une granularité bien supérieure aux micropistes, et sont de ce fait placés au plus proche de la région d'interaction proton-proton. En effet, à 4.3 cm du point de collision, le flux de particules reçu est approximativement de 40 millions/s/cm<sup>2</sup> à la luminosité nominale. Dans l'optique de la reconstruction des traces et de la position des vertex d'interaction, il est primordial de disposer d'une mesure performante au plus près de l'origine des particules chargées. La taille d'un pixel est de 100 × 150 μm<sup>2</sup>, ce qui correspond à un taux d'occupation par pixel de 6000 s<sup>-1</sup>, soit 1.5 × 10<sup>-4</sup> par croisement de paquets de protons (toutes les 25 ns). L'épaisseur de la couche de silicium utilisée est 285 μm.

Au total, le trajectographe de CMS comporte 66 millions de pixels, répartis en 1440 modules. Ces modules sont agencés en trois cylindres concentriques de rayons de 4.3, 7.3 et 10.2 cm pour une longueur de 53 cm. Ils sont complétés par 2×2 disques bouchons couvrant un rayon de 6 à 15 cm, et placés à  $z = \pm 34.5$  et  $z = \pm 46.5$  cm. Les pixels permettent une mesure en 3 dimensions de la position d'un coup. La résolution spatiale est d'environ 10 μm dans le plan transverse (mesure de  $r - \phi$ ) et de 20 à 40 μm dans le plan longitudinal (mesure de  $z$ ) [31].

Les parties plus externes du trajectographe sont exclusivement composées de détecteurs à micropistes. Les charges produites par le passage d'une particule chargée sont collectées par un ensemble de pistes d'aluminium disposées parallèlement. Au sein de CMS, les détecteurs micropistes utilisés ne sont pas tous identiques. Leurs caractéristiques (longueur et espacement des pistes, épaisseur de la couche de silicium) sont différentes selon le taux d'occupation associé à la région dans laquelle ils sont placés.

Le trajectographe compte un total de 9.3 millions de micropistes, répartis en 15148 modules. Ces modules sont disposés en 4 régions, conformément au schéma 2.3. Deux tonneaux, le TIB (*Tracker Inner Barrel*) et le TOB (*Tracker Outer Barrel*) complétés par deux paires de bouchons, le TID (*Tracker Inner Disk*) et les TECs (*Tracker End Caps*). Dans les tonneaux, les micropistes sont disposées parallèlement à l'axe du faisceau, dans les bouchons, elles sont disposées radialement. Pour chaque région, les disques, cercles et cylindres sont numérotés par ordre de proximité avec le centre de CMS.

Le TIB consiste en 4 cylindres de rayons compris entre 20 et 55 cm et couvre une longueur correspondant à  $|z| < 65$  cm. L'épaisseur des détecteurs silicium est de 320 μm. L'espacement entre les micropistes varie entre 80 et 120 μm. La résolution obtenue en  $r\phi$  est 13-38 μm.

Le TOB consiste en 6 cylindres de rayons supérieurs à 55 cm et couvre une longueur

correspondant à  $|z| < 110$  cm. L'épaisseur des détecteurs silicium est de  $500 \mu\text{m}$ . L'espacement entre les micropistes varie entre  $120$  et  $180 \mu\text{m}$ . La résolution obtenue en  $r\phi$  est  $18\text{-}47 \mu\text{m}$ .

Le TID se compose de  $2 \times 3$  disques. L'épaisseur est  $320 \mu\text{m}$ , et l'espacement n'est pas constant du fait de l'orientation radiale des micropistes. Les TECs enfin, couvrent la zone  $124 < |z| < 282$  cm et se composent de  $2 \times 9$  disques. L'épaisseur est de  $320 \mu\text{m}$  pour les trois premiers, et de  $500 \mu\text{m}$  pour les autres [32].

Enfin, l'inconvénient majeur d'un détecteur à micropistes est qu'il ne permet qu'une mesure en 2 dimensions, en raison de la longueur des pistes. Pour être cependant capable d'obtenir une mesure en 3 dimensions du point de passage d'une particule, certaines parties du trajetographe sont composées de couches dites « stéréos ». Elles consistent en l'assemblage de deux détecteurs à micropistes, associés dos à dos avec un angle de  $100$  mrad entre leur pistes. Les deux premiers cylindres du TIB et du TOB, ainsi que les cercles 1 et 2 du TID et 1, 2 et 5 des TECs sont des couches stéréos. Elles sont représentées par des double traits sur le schéma 2.3. Les résolutions obtenues sur la troisième coordonnée, respectivement  $z$  dans les tonneaux et  $r$  dans les bouchons, sont d'un ordre de grandeur moins bonnes que celles obtenues respectivement en  $rz$  et  $z\phi$ .

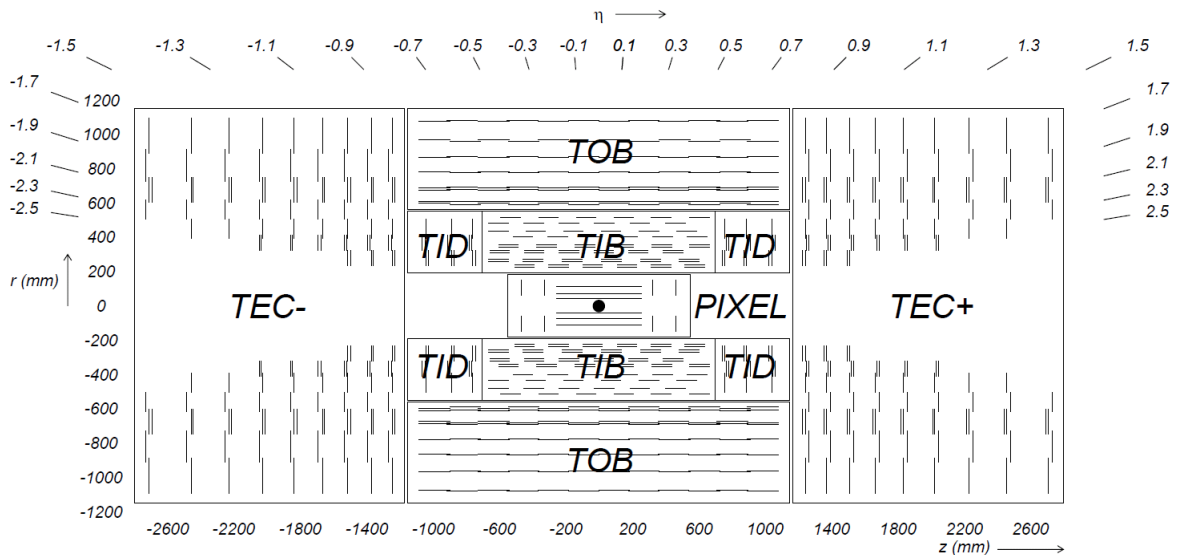


FIGURE 2.3 – Schéma représentatifs des différentes régions et couches de détection du trajetographe, dans le plan  $r$ - $z$ . Les double traits représentent les couches stéréos.

## 2.2.4 Le calorimètre électromagnétique

Le but du calorimètre électromagnétique (ECAL) est la mesure de l'énergie des électrons et des photons. Il est constitué d'un ensemble de cristaux scintillants de tungstate de plomb ( $PbWO_4$ ). Ces cristaux, ou « cellules », sont au nombre de 76200 et sont répartis en deux régions : un tonneau et deux bouchons, à l'avant et à l'arrière.

Plusieurs raisons motivent l'utilisation du tungstate de plomb. Tout d'abord sa longueur

de radiation et son rayon de molière sont petits, respectivement  $X_0 = 0.89$  cm et  $R_m = 2.2$  cm, notamment du fait de la densité du matériau. Ces caractéristiques ont permis la construction d'un calorimètre alliant compacité et haute granularité. Son temps de décroissance est également faible, environ 15 ns [33]. Ainsi, 80% de la lumière est émise en moins de 25 ns, ce qui rend le calorimètre capable de répondre au défi imposé par le taux d'occupation élevé. De plus, le  $PbWO_4$  a une bonne résistance aux radiations, suffisante pour l'environnement radiatif du LHC. En revanche, son rendement lumineux est relativement faible, environ 5 à 10 photons par MeV. Cette valeur est cependant suffisante pour obtenir, aux énergies du LHC, un signal amplifiable par des photodiodes à avalanche.

Le tonneau couvre la région comprise entre  $0 < |\eta| < 1.48$ . Il est composé de 61200 cristaux répartis en 36 super-modules de 20 (en  $\phi$ ) par 85 (en  $\eta$ ) cristaux. Ces derniers sont des trapézoïdes d'une hauteur de 23.0 cm et d'une petite base de  $2.2 \times 2.2$  cm<sup>2</sup>. Ils sont orientés vers le centre de CMS. Cependant, pour éviter que les zones « mortes » entre les cristaux ne soient alignées avec la trajectoire des particules, leur orientation est légèrement déviée en  $\phi$  et en  $\eta$ .

Les bouchons couvrent une région comprise entre  $1.48 < |\eta| < 3.0$ . Ils sont constitués de 15000 cristaux répartis en groupes de  $5 \times 5$ . La section d'un cristal de bouchon est de  $2.86 \times 2.86$  cm<sup>2</sup> pour une longueur de 22.0 cm [32]. De plus, afin d'améliorer l'identification et la position des électrons et des photons, un détecteur dit de pieds de gerbe, ou « *preshower* », est placé en amont des bouchons. Il se compose de deux plaques de plomb, servant à initier la gerbe électromagnétique, suivies par un plan de détecteurs à micropistes. Les positions des cristaux et du *preshower* sont représentées dans la figure 2.4.

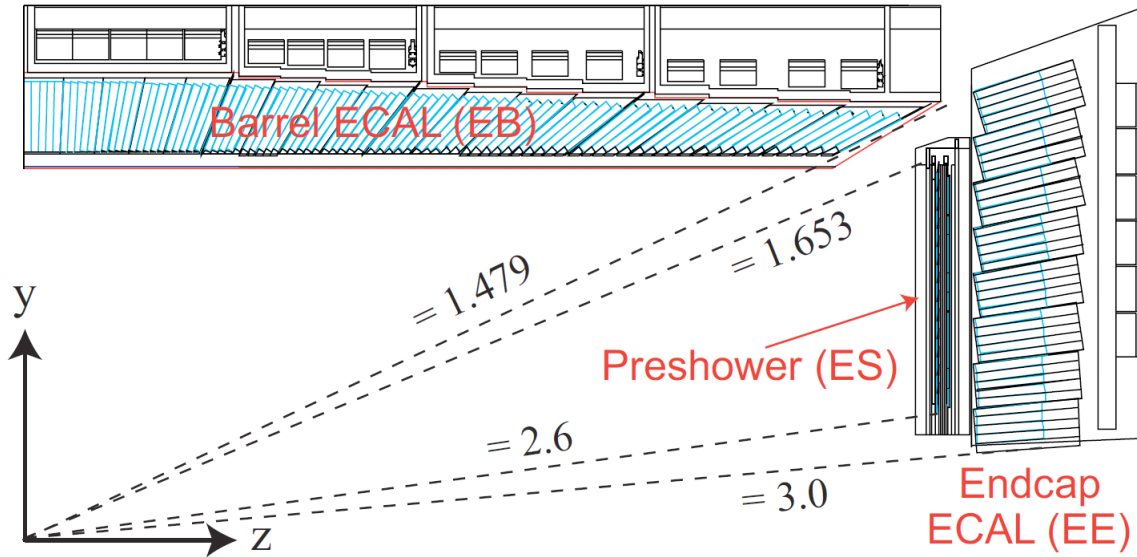


FIGURE 2.4 – Schéma représentatif de la disposition des cristaux du calorimètre électromagnétique dans le tonneau (EB) et les bouchons (EE) dans le plan  $yz$ . La position du détecteur à pieds de gerbe (ES) est également montrée.

Lors de son interaction avec le calorimètre électromagnétique, un photon ou un élec-

tron va produire une gerbe électromagnétique, et dans l’immense majorité des cas, déposer son énergie dans plusieurs cellules contiguës. La reconstruction du dépôt d’énergie d’une particule dans ECAL va consister à retrouver l’ensemble des cellules activées par cette particule afin de les regrouper au sein d’un même amas, ou « *cluster* », au moyen d’algorithme dédiés. L’énergie totale mesurée correspond à la somme des énergies déposées dans chacune des cellules du *cluster*.

Les résolutions en énergie du calorimètre électromagnétique ont été mesurées à l’aide d’un faisceau test. Pour un électron ou un photon incident d’énergie  $E$ , la résolution  $\sigma(E)$  est définie par :

$$\left(\frac{\sigma(E)}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2 \quad (2.2)$$

où  $S$  est le terme stochastique ( $\simeq 2.3\%$ ),  $N$  correspond au bruit électronique lié à la lecture du signal ( $\simeq 12\%$ ), et  $C$  est un terme constant, dominé par la non-uniformité longitudinale de la collection de lumière ( $\simeq 0.3\%$ ). Le terme stochastique correspond aux fluctuations existantes dans le nombre d’électrons produits dans une gerbe. Le terme  $N$  domine à basse énergie, tandis que la résolution à haute énergie (au delà de 60 GeV) est dominée par le terme constant [34]. Pour des énergies supérieures à 100 GeV, la résolution en énergie est typiquement de 0.4% [32].

## 2.2.5 Le calorimètre hadronique

Le but du calorimètre hadronique (HCAL) est la mesure de l’énergie des hadrons. Il est formé de couches successives de matériau absorbant entre lesquelles sont intercalés des scintillateurs plastiques. Les plaques absorbantes sont constituées de cuivre, qui présente l’avantage d’être non magnétique tout en ayant une longueur de radiation relativement courte (entre 5 et 10 cm). Le calorimètre hadronique est divisé en 4 parties : un tonneau interne (*Hadron Barrel*) et deux bouchons (*Hadron Endcaps*), ainsi qu’un tonneau situé à l’extérieur du solénoïde (*Hadron Outer*), et enfin deux bouchons placés aux deux extrémités du détecteur CMS (*Hadron Forward*).

Le tonneau interne couvre la région  $0 < |\eta| < 1.4$ . Il comprend 2304 « tours » de scintillateurs, de granularité  $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.08 \times 0.087$ , 17 plaques absorbantes d’environ 5 cm d’épaisseur, 15 faites de cuivre, ainsi que 2 couches supplémentaires (la première et la dernière) d’absorbeurs en acier inoxydable permettant en outre de renforcer la structure.

Le tonneau externe, à l’extérieur de l’aimant et en amont des chambres à muons, couvre la région  $0 < |\eta| < 1.26$  et se compose de scintillateurs d’une épaisseur de 10 mm. Sa fonction principale est la mesure de l’énergie provenant de gerbe ayant pu se propager au delà du tonneau interne. Il contribue ainsi à l’amélioration de la résolution en énergie et en énergie transverse manquante.

Les bouchons couvrent les régions  $1.3 < |\eta| < 3.0$ , et comportent 2304 tours, de granularité  $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.087 \times 0.087$  pour les parties  $|\eta| < 1.74$ , puis d’un  $\Delta\phi$  de 0.174 pour un  $\Delta\eta$  variant de 0.09 à 0.35 pour les parties de plus haut  $\eta$ .

Les bouchons excentrés, couvrent la région  $3.0 < |\eta| < 5.0$  et sont placés à  $z = \pm 11$  mm. Il sont composés d’acier et de fibres de quartz, et fonctionnent par émission de lumière Cerenkov. Les fibres de quartz, parallèles à l’axe du faisceau, ont un diamètre de 0.6 mm

et sont disposées selon un quadrillage, séparées entre elles par une distance de 5.0 mm. Le *Hadron Forward* permet notamment de mesurer la luminosité. Il procède par comptage du nombre de croisements de faisceau pour lesquels il a mesuré une énergie transverse totale supérieure à un certain seuil. Un schéma de la position des différentes parties du calorimètre hadronique est présenté dans la figure 2.5.

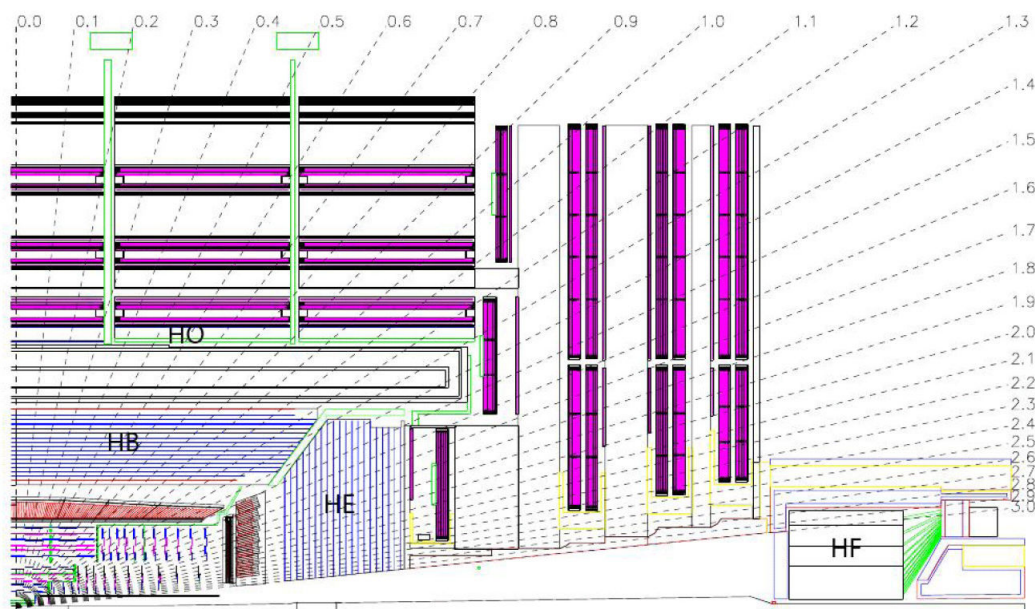


FIGURE 2.5 – Schéma représentatif de la disposition des différentes sous parties du calorimètres hadronique au sein du détecteur CMS, dans le plan  $r$ - $z$ . Les lignes en pointillés correspondent à différentes valeur de  $\eta$

## 2.2.6 Le spectromètre à muons

Du fait de leur importante capacité de pénétration et de leur temps de vie, les muons sont capables de se propager au delà des calorimètres et du solénoïde. C'est à l'extérieur de ce dernier qu'est placé le spectromètre à muons, le sous-détecteur le plus excentré de CMS. Il est dédié à la reconstruction de la trajectoire des muons à l'extérieur du solénoïde. Tirant profit du champ magnétique de retour canalisé par l'attelage en fer, il permet aussi une mesure de la charge et de l'impulsion. Ainsi, la présence de ce dernier sous-détecteur permet de compléter la mesure de trajectoire fournie par le trajectographe, lorsque celle ci existe, mais également la reconstruction de muons pour lesquels aucune trace n'a été pû être reconstruite dans le trajectographe (muons cosmiques ou issus de vertex très déplacés). Le spectromètre est constitué de trois types de détecteurs gazeux : les tubes à dérive (*Drift Tubes*, DT), les chambres à fils cathodiques (*Cathode Strip Chambers*, CSC) et les chambres à plaques résistives (*Resistive Plate Chambers*, RPC). Le choix de détecteurs gazeux est motivé par la large surface que doit être capable de couvrir le spectromètre. La figure 2.6 présente la disposition de ces différents sous-détecteurs.

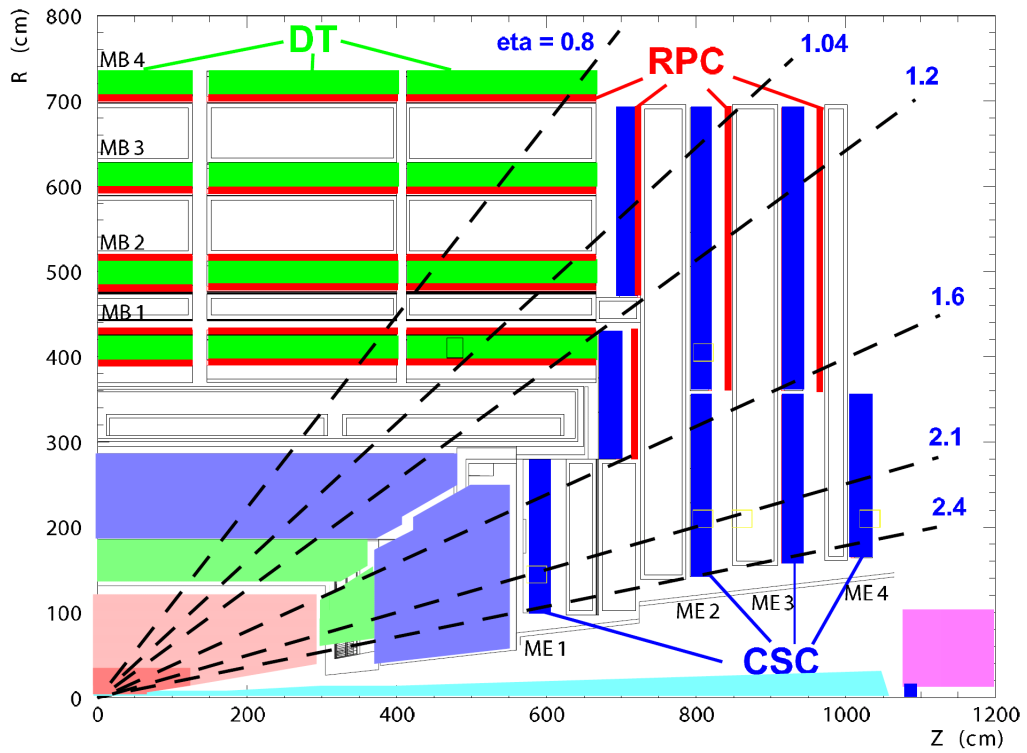


FIGURE 2.6 – Schéma représentatif de la disposition des différentes sous parties du spectromètre à muons, dans le plan  $r-z$ . Les lignes en pointillés correspondent à différentes valeurs de  $\eta$



## Tubes à dérive

Les tubes à dérive sont disposés dans la partie centrale, le tonneau, qui correspond à  $|\eta| < 1.2$ . D'une section de  $4.2 \times 1.3 \text{ cm}^2$ , ils sont remplis d'un mélange gazeux (85% Ar et 15%  $\text{CO}_2$ ) qui entoure un fil servant d'anode [35]. Un schéma d'une section transverse d'un tube à dérive est présenté dans la figure 2.7. Lorsqu'une particule chargée traverse le tube, les électrons issus de l'ionisation du gaz le long de la trajectoire vont migrer vers l'anode. Le temps de dérive des électrons nous donne une information sur la position du muon dans le plan du tube, tandis que la différence entre le nombre de charges collectées aux deux extrémités de l'anode nous renseigne sur la position longitudinale. La mesure sur la position par un seul tube comporte cependant des ambiguïtés, et une association d'un minimum de 3 tubes est nécessaire pour lever les dégénérescences sur la position, d'où la nécessité de superposer plusieurs couches de tubes à dérive.

Le tonneau du spectromètre se divise en 5 sections transverses, elles même décomposées en 12 secteurs de  $30^\circ$ . Dans chacun de ces secteurs, les chambres à dérive sont réparties en 4 couches, appelées « stations », insérées entre les plaques de l'attelage en fer, et respectivement situées à 4.0, 4.9, 5.9 et 7.0 m de l'axe du faisceau. Une station, enfin, consiste en 3 couches de 4 tubes d'épaisseur. Dans deux de ces couches, dédiées à la mesure de la coordonnée  $r\phi$ , les tubes sont orientés parallèlement à l'axe du faisceau. Dans une troisième couche, les tubes sont orientés perpendiculairement à l'axe du faisceau et mesurent la coordonnée  $rz$  [36]. Le vecteur reconstruit par une station, que l'on nomme « segment », a une résolution en position d'environ  $100 \mu\text{m}$  dans le plan  $r\phi$ , et une direction connue avec une précision de l'ordre de 1 mrad.

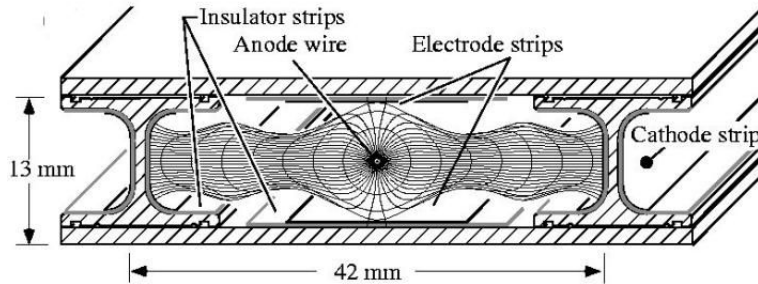


FIGURE 2.7 – Schéma représentant une coupe transverse d'un tube à dérive. Les lignes convergent vers l'anode représentent les lignes de champs, tandis que les lignes ellipsoïdes autour de l'anode représentent les isochrones pour le temps de dérive des électrons.

## Chambres à fils cathodiques

Les chambres à fils cathodiques occupent les bouchons du spectromètre, constitués de 4 disques couvrant la région  $0.9 < |\eta| < 2.4$ . De forme trapézoïdale, chacune des chambres consiste en 6 volumes de gaz délimités par 7 plaques isolantes. Chaque volume de gaz est traversé par des fils servant d'anode, disposés perpendiculairement à l'axe du faisceau, et espacés d'une distance minimale de 2.5 mm. Les faces des plaques isolantes sont recouvertes de part et d'autre de pistes faisant office de cathode, disposées radialement. La migration vers l'anode des électrons produits par le passage d'une particule, associé à la migration vers la cathode des ions positifs créés, va permettre d'obtenir pour chaque volume de gaz une mesure de position en deux dimensions. La résolution dans le plan  $rz$  obtenue pour chaque chambre est ainsi de 200  $\mu\text{m}$ , pour une résolution en  $\phi$  de l'ordre de 10 mrad.

## Chambres à plaques résistives

Les chambres à plaques résistives sont présentes à la fois dans le tonneau et dans les parties dite de « transition » des bouchons ( $0.9 < |\eta| < 1.6$ ). Elles sont formées de deux volumes de gaz, délimités par des plaques de bakélite séparées par une distance de 2mm [37]. Les charges produites par le passage d'un muon sont collectées par des pistes communes aux deux volumes de gaz, et situées à l'interface entre ces derniers. Bien que la résolution des chambres à plaques résistives soit inférieure à celles des DT ou de CSC, leur temps de réponse est bien plus court (inférieur à 25 ns), propriété particulièrement utile pour le système de déclenchement.

### 2.2.7 Le système de déclenchement

Au centre de CMS, au cours des trois premières années de fonctionnement du LHC, les paquets de protons se croisent à un taux de 20 MHz, soit un croisement, ou « événement », toutes les 50 ns<sup>3</sup>. À une luminosité de  $7.7 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ , chaque croisement produit en moyenne environ 25 collisions, soit un vertex d'interaction dit « primaire », correspondant à la collision de plus haute énergie, auquel s'ajoute plusieurs vertex d'empilement correspondant à des interactions proton-proton de moindre énergie. Il est techniquement impossible de stocker une telle quantité d'information. D'autant plus que la majorité des collisions consiste en des processus inintéressants du point de vue de la recherche fondamentale en physique des particules. Les événements potentiellement intéressants ne représentent qu'une infime partie, ainsi que le montre la figure 2.8, qui présente la section efficace de production de différents processus en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse, mis en perspective avec la section efficace totale d'interaction proton-proton.

Il est donc nécessaire de filtrer les événements produits afin de n'en conserver qu'une infime partie, à un taux d'environ 800 Hz (en 2012). Sur les données collectées, la moitié est destinée aux analyses de physique, l'autre moitié est utilisée pour la calibration et l'alignement du détecteur. Ces dernières données sont désignées par le terme ALCA (*ALignment CALibration*). Ainsi, le « système de déclenchement », ou « trigger », doit

---

3. Des tests ont également été effectués à une fréquence de 40 MHz, soit un croisement toutes les 25 ns.

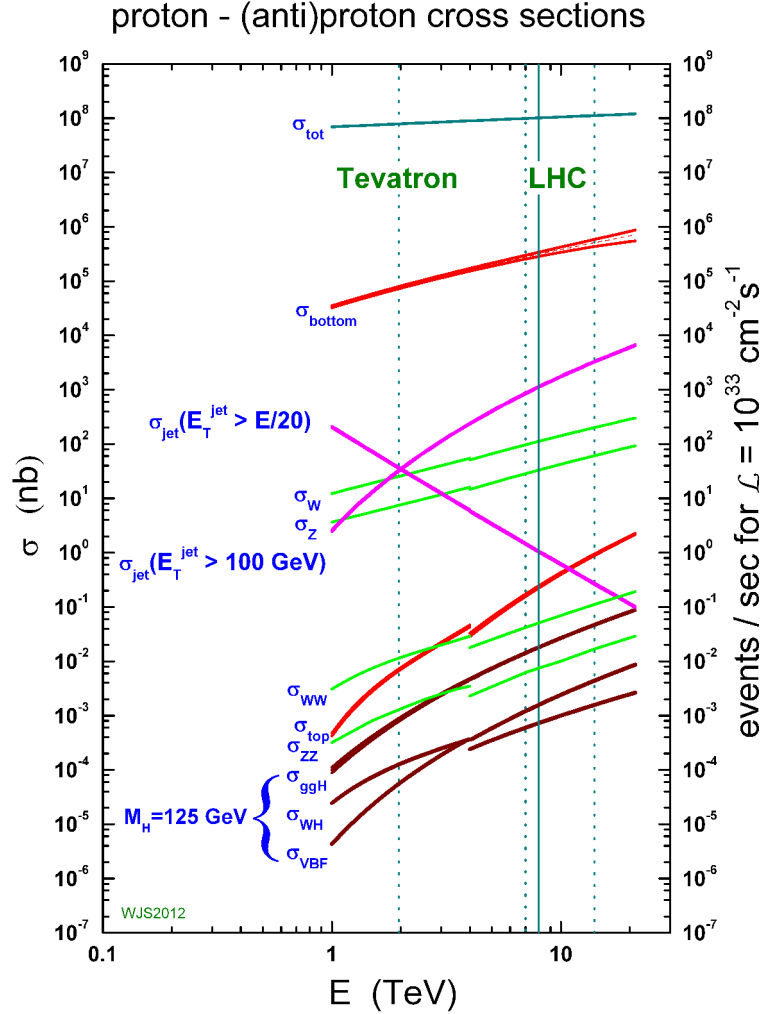


FIGURE 2.8 – Section efficace de productions de différents processus en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse, dans des collisions proton-antiproton, aux énergies du Tevatron, ou proton-proton, aux énergies du LHC. La section efficace totale d'interaction proton-antiproton ou proton-proton est notée  $\sigma_{tot}$ . Les autres sections efficaces de production de différentes particules ou paires de particules sont également présentées. En particulier,  $\sigma_{VBF}$  représente la section efficace associée à la fusion de boson vecteur (*Vector Boson Fusion*).

permettre une analyse extrêmement rapide du contenu d'un événement afin de déterminer s'il est susceptible de contenir un processus intéressant du point de vue des objectifs de recherche de CMS. Le système de déclenchement fonctionne en deux en deux étapes : L1 (*Level 1*, hardware) et HLT (*High Level Trigger*, software).

Au premier niveau du trigger, L1, la décision de conserver ou de rejeter un événement est prise par des cartes électroniques préprogrammées. Le taux d'événements est ainsi réduit de plus d'un facteur 1000 [37]. Les informations utilisées proviennent des calorimètres et du spectromètre à muons. Le trigger L1 va permettre une identification préliminaire des électrons, des photons, des muons et des jets de particules, ainsi qu'une estimation de la quantité d'énergie transverse manquante. Ces informations sont tout d'abord récoltées indépendamment les unes des autres, puis combinées par le trigger L1 « global », qui décide si l'événement doit être conservé.

Les candidats électrons et photons sont identifiés par analyse des dépôts d'énergie par groupes de  $4 \times 4$  cristaux du calorimètre électromagnétique. Seuls les 4 candidats les plus énergétiques sont transmis au trigger L1 global. Les jets de particules sont identifiés à l'aide des informations des calorimètres électromagnétique et hadronique, tandis que l'énergie transverse manquante est obtenue en sommant les énergies de l'ensemble des dépôts calorimétriques. Enfin les muons sont identifiés au niveau L1 à l'aide de l'ensemble des informations du spectromètre à muons (DT, RPC, CSC). Encore une fois, seuls les 4 muons les mieux reconstruits seront utilisés.

À noter qu'aucune information issue du trajectographe n'est utilisée à ce niveau. Cela s'explique par le temps nécessaire à la lecture de l'immense quantité d'informations, et à la reconstruction des traces par les algorithmes décrits dans le chapitre suivant, incompatible avec la rapidité de réponse requise par le trigger L1.

Le trigger HLT traite uniquement les événements ayant été conservés par le trigger L1, et doit réduire le taux d'événement jusqu'à un taux de l'ordre de quelques centaines de Hertz. Son fonctionnement est assuré par une ferme informatique de près d'un millier de processeurs. Il permet une reconstruction plus fine des différents objets physiques, et utilise également les informations du trajectographe grâce à une reconstruction des traces simplifiée.

Afin d'être le plus rapide possible, le trigger HLT doit être capable de rejeter certains événements inintéressants sans reconstruire systématiquement l'ensemble des objets physiques présents dans l'événement. Dans ce but, son fonctionnement est décomposé en trois niveaux virtuels :

- Niveau L2 : utilise les informations des calorimètres et des chambres à muons
- Niveau L2.5 : utilise également les informations provenant des pixels
- Niveau L3 : utilise également l'ensemble des informations du trajectographe

Le trigger HLT se résume en un ensemble de chemins logiques, qui consistent chacun en une suite de critères (seuils en impulsion ou en énergie transverse, isolation, forme du dépôt calorimétrique, etc...) appliqués successivement. Si l'événement considéré satisfait l'intégralité des critères de l'un ou de plusieurs de ces chemins, l'événement est enregistré. Dans le cas contraire, l'événement est rejeté et l'ensemble des informations est perdu.

Enfin l'un des avantages du trigger HLT est qu'il est entièrement configurable. Ainsi, les seuils peuvent être modifiés, mais de nouveaux algorithmes peuvent également être employés, pour répondre à l'évolution des objectifs de recherche.

## 2.2.8 La Grille et la gestion des données de CMS

Malgré la présence d'un système de déclenchement performant, l'expérience CMS génère chaque année environ 5 millions de gigaoctets de données. Les ressources informatiques nécessaires au stockage et à l'exploitation d'une telle quantité de données sont immenses. C'est dans ce but qu'un système d'associations de différents centres de calcul répartis dans le monde entier, la « Grille », a été mis en place. Elle relie plus de 140 centres de calculs et de stockage. Ceux-ci sont organisés en plusieurs niveaux, ou « *Tiers* », numérotés de 0 à 3.

Le Tier 0 est le centre de calcul du CERN. Toutes les données du LHC transitent d'abord par lui. Il est le seul à stocker l'ensemble des données brutes, connues sous le nom de format « RAW », et qui contiennent les informations directement issues des détecteurs (ainsi que les objets reconstruits par le trigger HLT), avant leur combinaison par les différents algorithmes de reconstruction. La taille d'un événement RAW est d'environ 1.5 Mégaoctets. À partir de ces données, le Tier 0 effectue une première reconstruction (« *Prompt Reconstruction* »). Plusieurs formats de données principaux sont alors produits :

- RECO : format très complet stockant l'information relative à l'ensemble des objets reconstruits par les différents algorithmes, y compris l'ensemble des coups et des *clusters*. Ce format est principalement utilisé pour les travaux liés au fonctionnement du détecteur et à l'amélioration des algorithmes de reconstruction. Dans cette thèse, il sera utilisé dans le cadre du travail sur l'alignement du trajectographe. La taille d'un événement RECO se situe typiquement aux alentours de 0.5 Mégaoctet.
- AOD (*Analysis Object Data*) : un sous-ensemble du format RECO. De taille réduite (environ 0.1 Mégaoctet par événement), il contient les objets issus des algorithmes de reconstruction dans les différents sous-détecteurs, exception faite des coups et des *clusters*, pour lesquels très peu d'informations sont stockées. Ce format est destiné à être utilisé pour l'analyse de physique, et il sera du reste utilisé pour la recherche de Nouvelle Physique menée dans cette thèse.
- ALCARECO : un autre sous-ensemble du format RECO. Destinée à l'alignement et à la calibration du détecteur, il contient seulement le minimum d'information requis pour le fonctionnement des outils associés. La taille d'un événement ALCARECO est de l'ordre de 0.1 Mégaoctet.

Cette première reconstruction sera précédée d'une ou de plusieurs nouvelles reconstructions (« *Reprocessing* ») de l'ensemble des événements, afin de prendre en compte les dernières améliorations relatives à l'alignement, ou aux algorithmes de reconstruction. À partir du Tier 0, les données reconstruites, ainsi que les données RAW, sont réparties entre les différents Tiers 1.

Il existe à travers le monde 7 centres de calcul Tier 1 utilisés par CMS, dont un en France, à Lyon [38]. Ils sont directement reliés au Tier 0 du CERN par un système

de fibres optiques, permettant un flux de 10 gigabytes par seconde. Ils distribuent les données aux Tiers 2, et permettent également le stockage des productions d'événements Monte-Carlo.

Les Tiers 2 sont des centres de calculs locaux. Ils sont directement accessibles par les utilisateurs, et servent donc au stockage et à l'analyse des données pour une utilisation allant de la calibration du détecteur à la recherche de nouvelle physique. Ils sont au nombre de 52, répartis dans le monde entier.

Il existe enfin des Tiers 3, centres de calcul additionnels de moindre puissance, non officiellement affiliés à la Grille. Ils ne permettent pas le stockage de données, mais peuvent être utilisés pour l'analyse des données stockées sur le Tiers 2.

Enfin, de façon à réduire la quantité de données à traiter lors d'une analyse de physique, les événements sont préalablement triés en fonction des chemins de trigger activés, et répartis en différents sous-ensembles de fichiers appelés « *Datasets* ». Par exemple, les *Datasets* désignés par le terme « *DoublePhoton* » contiennent tous les événements pour lesquels au moins l'un des chemins trigger caractérisés par la présence de deux photons a été activé. Ainsi, une analyse de physique traitera uniquement les *Datasets* correspondant aux chemins de trigger utilisés pour la sélection d'événement. Il convient de noter qu'un même événement peut appartenir à plusieurs *Datasets* distincts.

## 2.3 Conclusion

De part son organisation en différents détecteurs complémentaires, CMS est donc capable de détecter et de mesurer les propriétés de la plupart des particules du Modèle Standard. Il est donc parfaitement adapté à la réalisation de mesures de précision sur les paramètres de ce modèle, et a connu son premier grand succès avec la mise en évidence du boson de Higgs à l'été 2012. Cependant, son champ d'action ne se limite pas au Modèle Standard. Sa sensibilité potentielle à une large gamme de processus de Nouvelle Physique en fait un outil permettant tester de nombreuses théories de Nouvelle Physique, et notamment la supersymétrie. Dans le cadre de ce travail de thèse, aussi bien concernant l'alignement du trajectographe que l'analyse de physique, deux particules joueront un rôle central : les électrons et les muons. Le chapitre suivant est donc dédié à la description de leur reconstruction par CMS, dans le cas standard, où ils sont produits à partir du point de collision et dans le cas particulier où ils sont issus de la désintégration d'une particule à long temps de vie, en un point significativement éloigné du centre du détecteur.



# Chapitre 3

## Reconstruction des électrons et des muons : cas standard et vertex déplacés

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>L'algorithme de Particle Flow</b>	<b>36</b>
<b>3.2</b>	<b>La trajectographie</b>	<b>37</b>
3.2.1	Reconstruction des coups	37
3.2.2	Reconstruction des traces	42
<b>3.3</b>	<b>Reconstruction des électrons</b>	<b>52</b>
3.3.1	Reconstruction des SuperCluster	52
3.3.2	Particularités de la reconstruction des traces d'électrons	55
<b>3.4</b>	<b>Reconstruction des muons</b>	<b>56</b>
3.4.1	Stand Alone muons	56
3.4.2	Global muons	57
3.4.3	Tracker muons	57
<b>3.5</b>	<b>Cas particulier des électrons et des muons issus d'un vertex déplacé</b>	<b>58</b>
3.5.1	Caractéristiques des traces déplacées	58
3.5.2	Outil de simulation développé pour l'étude des traces déplacées	59
3.5.3	Étude des efficacités de trajectographie	62
<b>3.6</b>	<b>Limites de la reconstruction standard et solutions développées</b>	<b>67</b>
3.6.1	Muons déplacés	67
3.6.2	Électrons déplacés	71
<b>3.7</b>	<b>Conclusion</b>	<b>77</b>

---



Les électrons et les muons occupent une place centrale dans le travail mené au cours de cette thèse. Les premiers sont à la base de l'outil de validation développé pour l'alignement du trajectographe. De plus, l'analyse de physique menée dans cette thèse s'attache à rechercher dans les événements du LHC la présence d'électrons et de muons issus d'un vertex dit « déplacé ». L'identification des électrons dans CMS s'effectue par association entre une trace reconstruite dans le trajectographe et un dépôt dans le calorimètre électromagnétique. Les muons sont quant à eux identifiés par la présence d'une trace dans le spectromètre à muon, généralement associée à une trace dans le trajectographe.

Au sein de CMS, un algorithme dit de « *Particle Flow* » a été développé, qui permet d'optimiser la reconstruction et l'identification standardisée des différentes particules produites lors d'une collision. Le principe de fonctionnement de cet algorithme sera tout d'abord présenté.

Dans un second temps, la reconstruction des traces à l'aide des informations collectées par le trajectographe sera détaillée. La trajectographie est en effet d'une importance capitale pour l'obtention de mesures de précisions dans CMS. Elle joue en outre un rôle central dans la reconstruction des électrons et des muons.

Dans une troisième et quatrième partie, la reconstruction des électrons et des muons dans le cadre de l'algorithme de *Particle Flow*, que nous qualifierons de « reconstruction standard » tout au long de ce travail de thèse, sera décrite. En particulier, les techniques et algorithmes spécifiquement développés seront présentés.

Enfin, nous traiterons dans les sections 3.5 et 3.6 des particularités inhérentes à la reconstruction d'électrons et de muons produits au sein d'un vertex significativement éloigné du vertex primaire dans le plan transverse, dit « vertex déplacé », et qui constitue le signal recherché dans l'analyse de physique conduite dans cette thèse. Une partie du travail réalisé a consisté en une caractérisation de ces traces, via le développement d'un outil de simulation basé sur un générateur Monte-Carlo. Le fonctionnement de cet outil sera exposé. Nous expliquerons ensuite pourquoi la reconstruction standard est inadaptée à ces topologies particulières, et évoquerons les solutions nous permettant de contourner cette difficulté.

## 3.1 L'algorithme de Particle Flow

De façon à tirer profits des mesures fournies par l'ensemble des sous-détecteurs de CMS, un algorithme dit de « *Particle Flow* » a été développé [39]. Il permet d'optimiser la reconstruction et l'identification des particules produites dans les collisions proton-proton en combinant les informations issues des différents sous-détecteurs.

En effet, les particules détectables (photons, hadrons, ou leptons chargés) traversant le détecteur CMS sont mesurées par plusieurs sous-détecteurs, et aboutissent à la reconstruction de différents objets : trace dans le trajectographe, *cluster* dans les calorimètres électromagnétique ou hadronique, ou trace dans le spectromètre à muon. Le but du *Particle Flow* est de combiner ces différentes sources d'informations pour permettre une meilleure description du contenu d'un événement. Il permet d'améliorer l'identification de la nature des particules, mais aussi d'obtenir une meilleure résolution sur l'estimation de leur vecteur énergie-impulsion, ainsi que sur le calcul de l'énergie transverse manquante dans un événement.

Les hadrons chargés sont reconstruits en partant des traces dans le trajectographe. Celles-ci sont extrapolées jusqu'aux calorimètres. Si leur trajectoire croise un ou plusieurs *clusters*, ceux-ci sont associés à la trace, et un hadron chargé est identifié. Les dépôts calorimétriques et la trace ayant été utilisés pour la reconstruction de ce hadron sont « masqués », et ne sont plus pris en compte dans la suite de l'algorithme.

Pour les électrons, l'association entre la trace et le dépôt calorimétrique est plus délicate, du fait de leur propension à perdre une partie de leur énergie sous forme de photons, par rayonnement de freinage. Des algorithmes de reconstruction des traces et des dépôts calorimétriques propres aux électrons sont utilisés, et sont décrits dans ce chapitre.

Les muons sont caractérisés par une quasi-absence de dépôt dans les calorimètres, et par la présence d'une trace dans le spectromètre à muon, associée ou non à une trace du trajectographe. La reconstruction d'un muon peut être effectuée de plusieurs façons, différentes et complémentaires, décrites dans ce chapitre.

Les photons sont identifiés à partir des *clusters* du calorimètre électromagnétique n'ayant été associés à aucune trace. Les hadrons neutres sont identifiés de la même façon, à partir des *clusters* du calorimètre hadronique.

Il existe également un certain nombre de cas plus complexes (plusieurs traces associées au même cluster, énergie du cluster en excès par rapport à l'impulsion de la trace...) qui nécessitent d'être traités par l'algorithme, et qui ne seront pas discutés ici. Pour obtenir une estimation de l'énergie transverse manquante, la somme vectorielle des impulsions transverses de toutes les particules reconstruites dans l'événement est réalisée. L'énergie transverse manquante est la norme du vecteur obtenu.

Informatiquement, les particules ainsi identifiées par association de différents objets sont sauvegardées au sein de classes C++ dédiées. À partir de ces classes, l'utilisateur peut avoir accès aux paramètres des particules optimisées à l'aide des différentes informations, mais aussi aux paramètres propres aux différents objets qui constituent ces particules.

## 3.2 La trajectographie

Le succès des objectifs scientifiques de l'expérience CMS repose en premier lieu sur les performances du trajectographe silicium. Étant le sous-détecteur situé au plus près du point de collision, il fait face à flux de particules très important. Le défi majeur de la trajectographie consiste à être capable de conserver une excellente efficacité de reconstruction des traces, ainsi qu'une résolution très fine sur leurs différents paramètres et sur la position du vertex primaire, en dépit du fort taux d'occupation.

Le but de cette section est de présenter les différentes étapes clefs de la trajectographie : la reconstruction des coups, puis les algorithmes utilisés pour combiner ces coups et reconstruire les traces. La façon dont la position des vertex est estimée au moyen du trajectographe est présentée dans l'annexe A.

### 3.2.1 Reconstruction des coups

Un coup est défini comme le point d'intersection entre une particule chargée et une couche de détection du trajectographe. La première étape de la trajectographie consiste à reconstituer les positions de l'ensemble des coups dans un événement, et les incertitudes

associées. On obtient ainsi une collection de coups qui servira de matière première aux algorithmes de reconstruction des traces. Les procédures de reconstruction des coups dans les détecteurs à pixels ou dans les détecteurs à microspistes sont différentes.

## Coups dans les détecteurs à pixels

Les signaux électriques provenant des pixels sont analysés au moyen de circuits électroniques dédiés [40]. Chaque circuit traite individuellement les signaux électriques provenant de  $80 \times 52$  pixels. De façon à réduire le bruit de fond instrumental, seuls les signaux supérieurs à un seuil correspondant à une charge de 3200 électrons [31] sont pris en compte dans la reconstruction des coups.

La première étape de cette reconstruction consiste à regrouper au sein d'un « amas », ou « *cluster* », un ensemble de pixels adjacents. Deux pixels sont considérés comme adjacents s'ils ont un côté ou un coin en commun. Les *clusters* ainsi obtenus vont ensuite être analysés pour déterminer la position du coup, c'est à dire le point précis où la particule a traversé le détecteur à pixels. Deux algorithmes distincts sont utilisés successivement, avec deux objectifs complémentaires : fournir une première estimation de la position des coups permettant d'initier la reconstruction d'une trace, puis délivrer une estimation plus précise mais moins rapide, utilisée pour l'ajustement final de la trace.

Le premier est donc un algorithme rapide. Les estimations obtenues sur les positions des coups sont utilisées au cours de la première étape de reconstruction des « graines » de traces, décrite dans la section suivante. Un système de coordonnées locales est défini dans le plan de la couche de détection considérée, avec un axe transverse ( $u$ ) et longitudinal ( $v$ ). L'algorithme va chercher à déterminer la position du *cluster* sur chacun de ces axes. Chaque axe est décomposé en subdivisions de la largeur d'un pixel. Les charges de tous les pixels qui composent le *cluster* sont projetés sur ces axes, de façon à obtenir un « *cluster projeté* », ainsi qu'illustré dans la figure 3.1. Le centre géométrique du *cluster projeté* obtenu est pris comme estimation de départ de la position. Elle est corrigée à partir de la répartition des charge à l'intérieur du *cluster projeté*, de sa longueur [31]. Pour l'axe orienté selon la coordonnée transverse, une correction supplémentaire est appliquée afin de prendre en compte l'effet de « décalage de Lorentz » dû à la présence du champ magnétique.

Le second algorithme estime les positions sur les axes  $u$  et  $v$  en comparant la distribution de charges du « *cluster projeté* » avec des distributions théoriques de références, obtenues grâce à l'outil de simulation de détecteur à pixels Pixelav [41]. Ces distributions de référence sont générées pour l'ensemble des angles d'incidence possibles entre la particule chargée et le plan de détection. L'avantage principal de cette technique réside dans le fait qu'elle permet également de prendre en compte la dégradation des détecteurs due à l'exposition aux radiations [42]. Ainsi, en générant ces distributions non seulement pour différents angles, mais aussi pour différents niveaux d'usure, on peut maintenir des performances optimales au cours du temps, malgré les dégradations induites par les radiations.

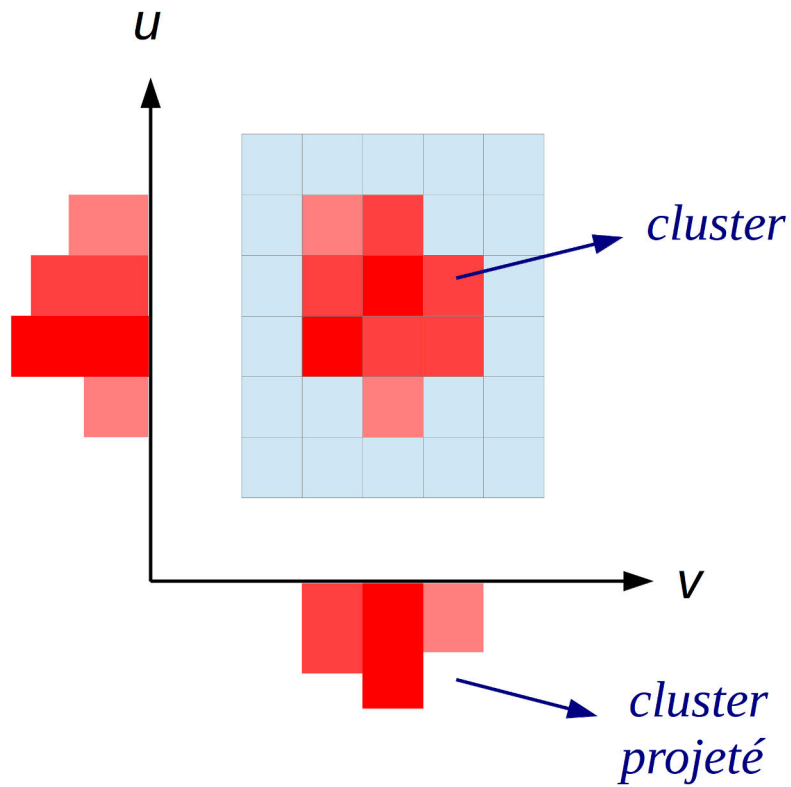


FIGURE 3.1 – Illustration de l’obtention de deux *cluster projetés* à partir d’un *cluster* dans les détecteurs à pixels du trajectographe. Deux axes  $u$  et  $u$  sont définis dans le plan du détecteur à pixels, et décomposés en subdivisions de la largeur d’un pixel. Les charges des pixels ayant les mêmes coordonnées  $u$  (respectivement  $v$ ) sont projetées sur l’axe  $u$  (respectivement  $v$ ) de façon à obtenir un cluster projeté.

## Coups dans les détecteurs à micropistes

Le signal électrique provenant des micropistes est traité et amplifié par des circuits électroniques APV25 [43] (128 canaux par circuit). Le signal est ensuite transmis par fibre optique à la table d'électronique FED (*Front-End Driver*), à l'extérieur du détecteur. La FED soustrait au signal reçu une valeur de référence, le pedestal, correspondant au niveau de signal reçu en l'absence de particule. Une procédure dite de « suppression du zéro » est ensuite appliquée, qui consiste à ne sélectionner que les micropistes dont la charge est au minimum 2 fois supérieure au niveau de bruit de fond attendu [31]. Cette procédure vise à réduire le nombre de « faux » coups (signal en l'absence de particule chargée) tout en conservant une bonne efficacité de détection.

À partir des canaux ainsi sélectionnés, les *clusters* sont reconstitués en partant de tout canal pour lequel la charge est au moins 3 fois supérieure au niveau de bruit, auquel on ajoute les canaux adjacents dont la charge est au minimum 2 fois supérieure au niveau de bruit. Le *cluster* est accepté si sa charge totale est supérieure à 5 fois le bruit attendu, qui correspond à la somme quadratique des bruits de chaque micropiste du *cluster*.

La position du coup est ensuite estimée à partir de la position moyenne, pondérée par la charge, de l'ensemble des canaux d'un *cluster*. Le décalage de Lorentz est pris en compte par l'application d'une correction globale de 10  $\mu\text{m}$  dans le TIB et 20  $\mu\text{m}$  dans le TOB [31]. Ces deux valeurs, déterminées empiriquement, doivent rendre compte de la migration des charges à l'intérieur de la couche de silicium, due à la présence du champ magnétique. Elles diffèrent entre le TIB et le TOB en raison des différences d'épaisseur des détecteurs à micropistes dans ces deux structures.

## Efficacité de reconstruction

L'efficacité de reconstruction d'un coup correspond à la probabilité pour une couche de détection de donner lieu à la reconstruction d'un coup lorsqu'elle est traversée par une particule chargée.

L'efficacité des détecteurs à pixels est estimée pour chaque couche à partir de traces d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV, comprenant 2 coups dans deux autres couches de pixels, et 11 coups dans les détecteurs à micropistes. La partie gauche de la figure 3.2 présente les efficacités pour les différentes couches de pixel. Si l'on exclut de la mesure les 2.4% de modules défectueux, l'efficacité moyenne est supérieure à 99.5% [31].

L'efficacité des détecteurs à micropistes est estimée à partir de traces comprenant un minimum de 8 coups. Les traces utilisées dans la mesure de l'efficacité d'une couche donnée doivent également avoir au moins un coup situé sur une couche plus externe. En conséquence, cette méthode ne permet pas d'estimer l'efficacité associé aux dernières couches de détection du TOB et des TECs. L'efficacité après exclusion des 2.3% de modules défectueux est supérieure à 99.8% [31], comme le montre la partie droite de la figure 3.2.

## Résolutions

Les résolutions spatiales des coups sont estimées pour une couche donnée à partir des écarts entre la position *mesurée*, celle du coup reconstruit, et la position *attendue*, celle de la trace finale réajustée en prenant en compte l'ensemble des coups. Ces écarts sont

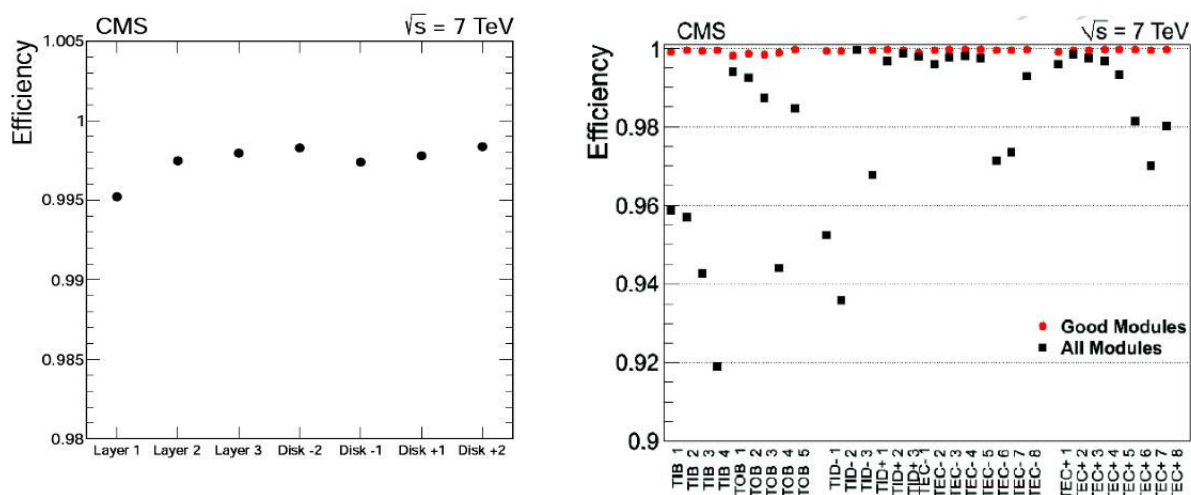


FIGURE 3.2 – Efficacité moyenne de reconstruction d’un coup pour les différentes couches de détecteurs à pixels, à gauche, et les différentes couches de détecteurs à micropistes (à l’exception des deux couches les plus excentrées), à droite.

appelés des « résidus ».

Pour les détecteurs à pixels, la résolution est mesurée dans la deuxième couche du tonneau à l’aide de traces d’impulsion transverse supérieure à 12 GeV. La résolution obtenue dans le plan transverse est de  $9.4\mu\text{m}$ . Dans le plan longitudinal, elle varie entre environ 20 et  $45\mu\text{m}$ . Cette variation provient de l’angle d’incidence de la particule chargée avec le module. La meilleure résolution est atteinte pour un angle de  $30^\circ$  [31].

Pour les détecteurs à micropistes, la mesure se heurte au fait que l’erreur sur la position *attendue* est bien supérieure à la résolution espérée, du fait des diffusions multiples lors de la traversée de la matière du trajectographe par une particule chargée. Ainsi le résidu est dominé par l’erreur sur l’estimation de la trajectoire, et non par la résolution intrinsèque du détecteur à micropistes. Pour obtenir néanmoins une mesure précise de cette résolution, on utilise le fait que les différentes couches du trajectographe présentent des zones où deux modules distincts se recouvrent. Cette caractéristique, qui ne doit pas être confondue avec les couches stéréo, s’explique notamment par un souci d’étanchéité du trajectographe. Elle permet en l’occurrence d’obtenir 2 mesures indépendantes de la même particule. Une estimation précise de la résolution peut donc être obtenue en utilisant l’écart entre les résidus de chaque module. Pour les micropistes, les résolutions dépendent encore une fois de l’angle d’incidence, mais également du nombre de canaux du *cluster*, et de l’écart entre les pistes, qui varie selon les régions. Les résolutions dans le plan transverse sont comprises entre 10 et  $42\mu\text{m}$  [31].

## 3.2.2 Reconstruction des traces

### Paramétrisation des traces

La trajectoire d'une particule chargée dans le champ magnétique de CMS décrit une hélice. La description d'une telle trajectoire nécessite 5 paramètres. Plusieurs paramétrisations différentes sont employées dans CMS, et varient selon le contexte dans lequel la trace est utilisée. Dans cette thèse, parmi l'ensemble des jeux de paramètres existant, deux seront considérés. Ils sont tous deux définis par rapport à un point de référence propre à chaque trace, qui peut être un vertex d'interaction, le centre de la région de luminosité, ou le centre du détecteur. À ce point de référence s'ajoute un point pris comme « origine de la trace », et défini comme la position du coup situé sur la couche de détection la plus interne.

La première paramétrisation, dite de « périgée » :

- $\mathbf{d}_0$  : paramètre d'impact transverse signé. C'est la distance, dans le plan transverse, du point d'approche minimal (dans le plan transverse également) de la trace par rapport au point de référence. La trace est extrapolée vers l'arrière, et le point d'approche minimal peut éventuellement appartenir à cette extension virtuelle de la trace, par exemple dans le cas d'une trace produite en un vertex éloigné du vertex primaire. Une illustration graphique du paramètre  $d_0$  dans ce dernier cas est présentée dans le figure 3.3. Par convention, le signe est positif si le point d'approche minimal est situé à droite du point de référence dans le plan transverse, c'est à dire si la valeur de sa coordonnée  $x$  est supérieure.
- $\mathbf{z}_0$  : paramètre d'impact longitudinal signé. C'est la coordonnée longitudinale  $z$  du point d'approche minimal dans le plan transverse.
- $\phi$  : angle azimutal, à l'origine de la trace
- $\theta$  : angle longitudinal, à l'origine de la trace.
- $\rho$  : courbure, signée, dans le plan transverse.

Et la paramétrisation dite « standard » de CMS :

- $\mathbf{d}_0$
- $\mathbf{z}_0$
- $\phi$  : angle azimutal, à l'origine de la trace
- $\lambda : (\pi/2 - \theta)$
- $\mathbf{q}/|\mathbf{p}|$  : la charge électrique divisée par la norme de l'impulsion, à l'origine de la trace.

### Trajectographie itérative

L'étape cruciale de la trajectographie va consister en la reconstruction, à partir de l'ensemble des coups, des trajectoires de toutes les particules chargées produites dans un événement. Aussi bien les traces provenant du point de collision, que les traces dites « déplacées », produites par la conversion d'un photon ou la désintégration d'un hadron beau en un point éloigné de la région d'interaction proton-proton. Les traces d'impulsion transverse très faible (mais supérieure à 0.2 GeV) doivent également pouvoir être recon-

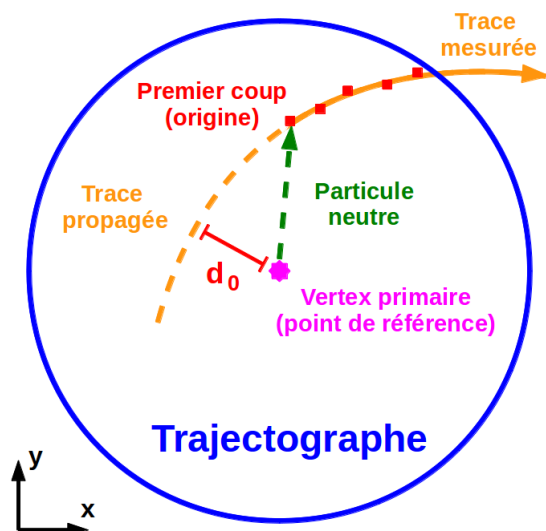


FIGURE 3.3 – Illustration graphique du paramètre d’impact transverse  $d_0$  dans le cas d’une trace déplacée, produite par une particule chargée issue de la désintégration d’une particule neutre à long temps de vie.

struites.

L’algorithme de reconstruction principal<sup>1</sup> développé par CMS se nomme CTF (*Combinatorial Track Finder*). Il débute par la génération d’une « graine » de trace, à partir d’un nombre de coups minimal (2 ou 3). À partir des équations du mouvement d’une particule chargée dans un champ magnétique, la graine est extrapolée et des coups compatibles sont recherchés dans les autres couches du trajectographe. Un ajustement de la trace est ensuite réalisé à partir de l’ensemble des coups associés à la trace. Enfin, des coupures de qualités sont appliquées.

Afin d’améliorer la rapidité et l’efficacité de la reconstruction, l’algorithme CTF est utilisé de façon itérative. Les traces issues de graines de qualité supérieure (nombre de coups dans les détecteurs à pixels, impulsion transverse plus élevée...) sont tout d’abord reconstruites, puis les coups leur ayant été associés sont retirés de la collection de coups. L’itération suivante est donc effectuée avec un nombre de coups réduit, et des coupures de qualité moins strictes sur les graines. La première version de cet algorithme itératif comprenait 6 étapes, numérotées de 0 à 5. Depuis l’automne 2011, l’algorithme a été optimisé et une 7<sup>ème</sup> itération a notamment été rajoutée [44].

Quelle que soit l’itération considérée, les procédures de recherche de coups compatibles, d’ajustement et de sélection des traces sont identiques. Une itération est donc entièrement définie par les critères de génération de la graine.

## Génération des graines

L’objectif de la génération d’une graine est de fournir une première estimation des paramètres de la trace, permettant d’initier la recherche de coups compatibles. Une tra-

1. Il existe également un algorithme spécifiquement dédié à la reconstruction des traces d’électrons, décrit dans la section 3.3.2



jectoire hélicoïdale nécessite un minimum de trois points pour être définie. La génération des graines est donc réalisée à partir des triplets de coups, ou de doublets de coups associés à une contrainte sur la position du vertex d'origine. Seuls les coups donnant une mesure en 3 dimensions sont considérés, à savoir ceux des détecteurs à pixels, et ceux des couches stéréo des détecteurs à micropistes. Les différentes combinaisons de coups utilisées pour la génération de graines sont les suivantes :

- Triplets de coups dans les détecteurs à pixels (itérations 0, 1 et 3). Une contrainte impose que la graine soit compatible avec la région d'interaction afin de limiter le nombre de combinaisons possibles. La majorité des particules chargées produites au centre du détecteur vont aboutir à la reconstruction de 3 coups dans les détecteurs à pixels. Ainsi, plus de 85% des traces vont être reconstruite à partir de ce premier type de graines.
- Paires de coups dans les détecteurs à pixels (itération 2) et un vertex de pixel (vertex dont la position est estimé à l'aide des informations des détecteurs à pixels, présenté en Annexe A). Si plusieurs vertex de pixel sont compatibles, plusieurs graines sont créées.
- Triplets mixtes (itération 4). Association de trois coups dont l'un au moins est issu d'un détecteur à micropistes. Une contrainte relâchée liée à la région d'interaction est également appliquée.
- Paires de coups dans les détecteurs à micropistes (itérations 5 et 6). Une contrainte très relâchée sur la région d'interaction est appliquée. Aucun coup dans les détecteurs à pixels n'est requis. Ces graines sont donc particulièrement utiles pour la reconstruction des traces très déplacées, provenant d'un vertex d'interaction situé à l'extérieur du détecteur à pixels. La dernière itération de l'algorithme, dite « TOB-TEC », utilise comme son nom l'indique des graines formées de deux coups dans les couches stéréo du TOB ou des TECs.

Le détail des caractéristiques de chaque itération, à savoir l'origine des coups utilisés, les seuils en impulsion transverse, ainsi que les paramètres d'impact transverse et longitudinal (par rapport à la région d'interaction), est présenté dans le tableau 3.4. Les chiffres présentés correspondent aux dernières optimisations, en vigueur depuis le printemps 2012 (version *CMSSW\_5\_2\_X* du programme de la collaboration CMS) [44].

## Construction de la trace

Le principe de la construction d'une trace est de rechercher, à partir d'une graine, l'ensemble des coups laissés par la particule chargée dans les autres couches de détection du trajectographe. Cette recherche, qui utilise un filtre de Kalman, s'effectue couche par couche. Connaissant l'état de la trace sur une couche donnée, on va essayer de déterminer le ou les éventuels coups compatibles sur la couche suivante, et ainsi mettre à jour les paramètres de la trace sur cette nouvelle couche. Cette procédure peut se décomposer en 4 étapes :

#step	seed type	seed subdetectors	$P_T^{\min}$ [GeV/c]	$d_0$ cut	$z_0$ cut
0	triplet	pixel	0.6	<b>0.02</b> cm	$4.0\sigma$
1	triplet	pixel	0.2	<b>0.02</b> cm	$4.0\sigma$
2	pair	pixel	0.6	<b>0.015</b> cm	0.09 cm
3	triplet	pixel	<b>0.3</b>	<b>1.5</b> cm	<b><math>2.5\sigma</math></b>
4	triplet	pixel/TIB/TID/TEC	<b>0.5-0.6</b>	<b>1.5</b> cm	10.0 cm
5	pair	TIB/TID/TEC	0.6	2.0 cm	10.0 cm
6	pair	TOB/TEC	0.6	2.0 cm	30.0 cm

FIGURE 3.4 – Paramètres des graines utilisées pour les différentes itérations de l’algorithme de trajectographie. Pour les coupures sur  $z_0$ ,  $\sigma$  est défini comme la dispersion en  $z$  de la région d’interaction (écart type de la distribution en  $z$  des vertex primaires, voir annexe A). Les paramètres en gras correspondent aux dernières optimisations effectuées depuis *CMSSW\_4\_4\_X*.

- La première étape consiste simplement en une propagation de la trajectoire à l’aide des équations du mouvement d’une particule chargée dans un champ magnétique, sans prendre en compte les pertes d’énergie pouvant être induites par l’interaction avec la matière du trajectographe. Les seules incertitudes prises en compte sont celles sur les paramètres de la trajectoire au niveau de la couche considérée, qui dépendent des incertitudes sur les coups précédemment associés, et sur la quantité de matière déjà traversée. Cette étape, dite de « navigation », permet d’estimer rapidement quel est la couche susceptible de contenir le prochain coup de la trace considérée.
- L’étape suivante a pour but de déterminer quels sont les modules qui, sur la couche ainsi sélectionnée, sont éventuellement compatibles avec la trajectoire extrapolée de la trace. L’extrapolation est ici effectuée de manière plus précise, et les effets de possibles pertes d’énergie sont pris en compte. Un module est considéré comme compatible si la position à laquelle la trajectoire l’intercepte est située à la surface de ce module, ou à l’extérieur mais à moins de trois déviations standards des limites du module.
- La troisième étape concerne l’association de coups à proprement parler. Les coups reconstruits par chaque module sélectionné sont regroupés. Si un module ne comporte aucun coup (module déficient ou inefficacité ponctuelle), un coup dit « invalide » est créé, afin de permettre à l’algorithme de se poursuivre. La position et les incertitudes de chacun des coups sont recalculées en tenant compte de l’information sur l’angle d’incidence de la trace candidate avec le module. Un test de  $\chi^2$  est ensuite effectué pour évaluer la compatibilité de la trajectoire extrapolée avec chacun des coups. Leurs incertitudes respectives sont prises en compte. Le  $\chi^2$  doit être inférieur à 30. Si plusieurs coups passent ce critère, ils seront tous retenus,

jusqu'à un maximum de 5 (les 5 meilleurs en terme de  $\chi^2$ ).

- La dernière étape consiste à mettre à jour la trajectoire. Les paramètres sont réajustés en prenant en compte le nouveau coup associé. Si plusieurs coups compatibles ont été trouvés, une nouvelle trajectoire est créée pour chacun des coups. La première étape peut alors être redémarrée pour chacune des nouvelles trajectoires, à partir de l'état sur la couche en question. Ces 4 étapes sont répétées jusqu'à ce que la dernière couche du trajectographe soit atteinte, ou qu'une autre condition d'arrêt soit satisfaite (trop de coups invalides, incertitudes dépassant un certain seuil,  $p_T$  trop faible) [31].

Pour les traces ayant un nombre de coups suffisant (4 pour les traces de la dernière itération), une recherche de coups « vers l'arrière » est également effectuée. Elle procède de façon similaire à la recherche exposée précédemment, à la différence que la propagation se fait de l'extérieur vers l'intérieur du trajectographe, en partant du dernier coup de la trace. Le but est notamment de rechercher d'éventuels coups compatibles dans des couches de détection plus internes que celles utilisées pour la génération de la graine. Pour les traces reconstruites à partir d'une graine formée de deux coups dans les couches stéréo du TOB, cela permet par exemple de retrouver d'éventuels coups dans les 2 dernières couches du TIB (non-stéréo, voir la figure 2.3) qui ne sont pas prises en compte dans la reconstruction des graines.

Comme expliqué précédemment, il arrive qu'en raison de la multiplicité de coups compatibles plusieurs traces soient reconstruites à partir d'une même graine. Il est également possible qu'au sein d'une même itération, des traces reconstruites à partir de graines différentes partagent un certain nombre de coups communs. Une procédure dite de « levée d'ambiguïté » est appliquée, qui consiste à comparer deux à deux l'ensemble des traces reconstruites. On définit la variable :

$$f_{communs} = \frac{N_{communs}^{coups}}{\min(N_1^{coups}, N_2^{coups})} \quad (3.1)$$

où  $N_1^{coups}$  et  $N_2^{coups}$  représentent le nombre de coups total de chacune des deux traces. Si  $f_{communs} > 0.19$ , la trace comprenant le plus petit nombre de coups est supprimée. Si les deux traces ont le même nombre de coups, la trace ayant le  $\chi^2$  le plus élevé est supprimée.

### Ajustement final

Une fois la construction achevée, les paramètres de la trace sont ceux issus du réajustement effectué après l'attribution du dernier coup. Pour réduire les éventuels biais issus de la génération des graines et des contraintes liées à la région de luminosité, un dernier ajustement est réalisé.

Tout d'abord, un réajustement « vers l'avant » est effectué. Il démarre du coup le plus interne, mais les paramètres initiaux de la trajectoire ne sont plus ceux de la graine, mais ceux du dernier ajustement de la trace. En procédant coup après coup, les paramètres de la trace vont être successivement réévalués à la surface de chaque couche de détection, et

ce jusqu'au coup le plus externe.

En partant des paramètres de la trace ainsi obtenus sur la dernière couche, on effectue un nouveau réajustement, mais cette fois ci « vers l'arrière », en partant du coup le plus externe. L'état de la trace est à nouveau évalué sur chaque couche. Les paramètres ainsi obtenus ne se substituent pas à ceux obtenus grâce au réajustement « vers l'avant », mais délivrent une information complémentaire. Ainsi, sur une couche donnée, l'état de la trace sera défini comme étant la moyenne pondérée des états obtenus par ces deux ajustements, l'un utilisant l'ensemble des coups situés *avant* la couche, l'autre utilisant l'ensemble des coups situés *après* la couche. On peut ainsi obtenir une estimation précise des paramètres de la trace du premier au dernier coup.

## Sélection et classification des traces

La reconstruction des traces s'achève par une dernière étape de sélection. Le but de cette sélection est de réduire le nombre de « fausses traces », c'est à dire les traces reconstruites ne correspondant à aucune particule chargée. Une fausse trace peut par exemple être produite en raison d'une association erronée de coups ayant des origines différentes.

Pour réduire la proportion de fausses traces, des coupures sont donc appliquées sur le nombre de couches contenant un coup valide, le  $\chi^2$  divisé par le nombre de degrés de liberté (ou  $\chi^2$  normalisé), les paramètres d'impact transverse et longitudinal (par rapport à la région d'interaction) pondérés par l'erreur sur leur estimation. Les valeurs de certaines ces coupures sont paramétrées en fonction de l'impulsion transverse ou de la pseudo-rapacité de la trace, et sont en outre différentes pour chaque itération de trajectographie. Ainsi, pour les traces provenant de la dernière itération (TOB-TEC), les coupures relatives aux paramètres d'impact sont beaucoup plus lâches de façon à permettre la reconstruction des traces issues de processus déplacés [31].

Enfin, pour chacune des itérations, trois jeux de coupures de sévérité croissante (*loose*, *tight* et *high purity*) sont définis. Les traces sont ainsi classées en fonction de la catégorie de coupures qu'elles satisfont. Chaque catégorie représente un compromis entre le taux de fausses traces et l'efficacité de reconstruction.

## Efficacités et résolutions

Les performances de la trajectographie dans CMS ont été évaluées à l'aide des données et de simulations Monte-Carlo. Pour la simulation, deux types d'événements sont utilisés. D'une part, des événements ne contenant qu'une seule particule générée, appelés événements « *Particle Gun* ». Ils sont générés pour différentes impulsions transverses, et de façon à obtenir une distribution uniforme en pseudo-rapacité. Ils permettent d'obtenir une estimation des performances de l'algorithme pour des particules isolées. D'autre part, des événements  $t\bar{t}$  avec ou sans vertex d'empilement sont produits. Ils permettent d'estimer l'évolution de ces performances en fonction du taux d'occupation. Dans les événements générés, l'efficacité sera définie à partir de la proportion de particules simulées ayant donné lieu à une trace correctement reconstruite par l'algorithme CTF, tandis que le taux de fausse trace correspondra au pourcentage de traces reconstruites ne correspondant à aucune particule chargée simulée. Les résultats de ces mesures d'efficacité sont présentés dans les figures 3.5 et 3.6. Pour les événements  $t\bar{t}$ , la baisse d'efficacité observée

pour  $|\eta| > 1$  s'explique par l'augmentation significative de la quantité de matière dans cette région du trajectographe, ainsi qu'illustré dans la figure 3.10. La probabilité pour un hadron chargé de subir une interaction nucléaire est en effet proportionnelle à la quantité de matière traversée. De telles interactions résultent généralement en une disparition du hadron, ou éventuellement en une déviation par rapport à sa trajectoire initiale, ce qui peut aboutir à l'échec de l'algorithme de reconstruction.

Les résolutions sont obtenues à partir de l'écart entre les paramètres de la particule simulée et les paramètres de la trace reconstruite. Les résolutions en impulsion transverse pour les événement *Particle Gun* et  $t\bar{t}$  sont présentées dans la figure 3.7. Pour des traces de 100 GeV d'impulsion transverse, elles sont typiquement de l'ordre de 2 à 4 % dans le tonneau et de 7 à 11 % dans les bouchons, variation expliquée par la différence de quantité de matière traversée. La meilleure résolution est observée entre 1 et 10 GeV. À plus basse énergie, la résolution est moins bonne en raison des effets de diffusion multiple, tandis qu'à haute énergie (au dessus de 100 GeV) la courbure des trace est moindre, d'où une augmentation de l'erreur relative sur l'estimation de l'impulsion transverse.

Enfin, la figure 3.8 présente l'efficacité de reconstruction en fonction de la distance transverse de production de la particule chargée. Les contributions des différentes itérations sont mise en évidence. Ce graphique est obtenu à partir d'événements simulés de type  $t\bar{t}$  à 8 TeV, avec une moyenne de 20 vertex d'empilement par événement.

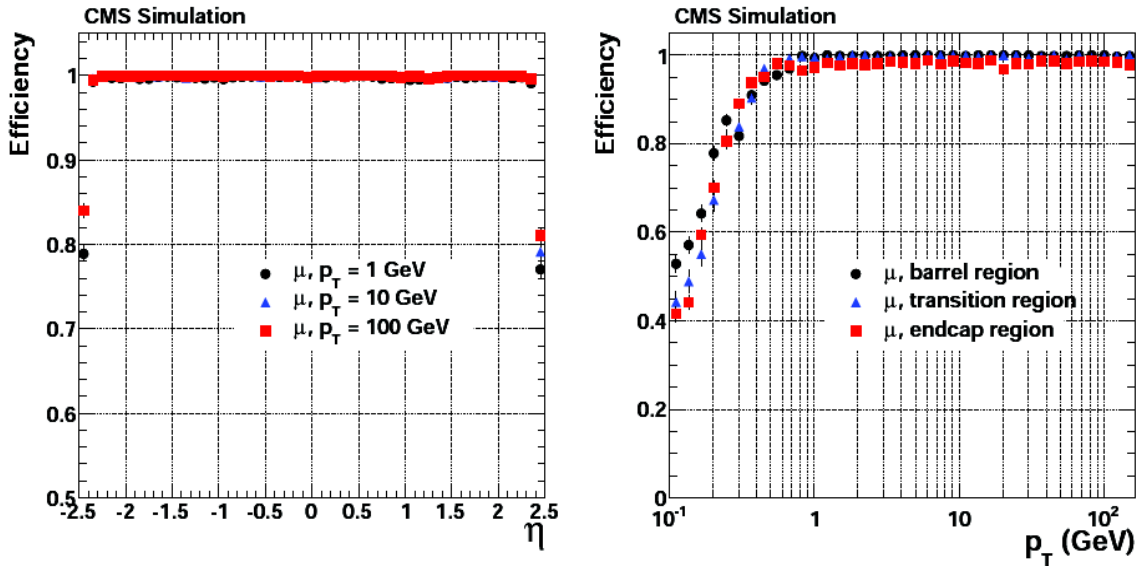


FIGURE 3.5 – Efficacités de reconstruction d'une trace pour des muons isolés provenant d'événements *Particle Gun*, en fonction de la pseudo-rapidité et de l'impulsion transverse. Seules les traces de type *high purity* sont utilisées. Pour le graphique de droite, la région de transition est définie par  $0.9 < |\eta| < 1.4$ .

Pour estimer l'efficacité de trajectographie à partir des données, une méthode dite de « *Tag and Probe* » est utilisée [45]. Le principe consiste à sélectionner des combinaisons de deux muons de signes opposés, reconstruits dans les chambres à muons, et dont la masse

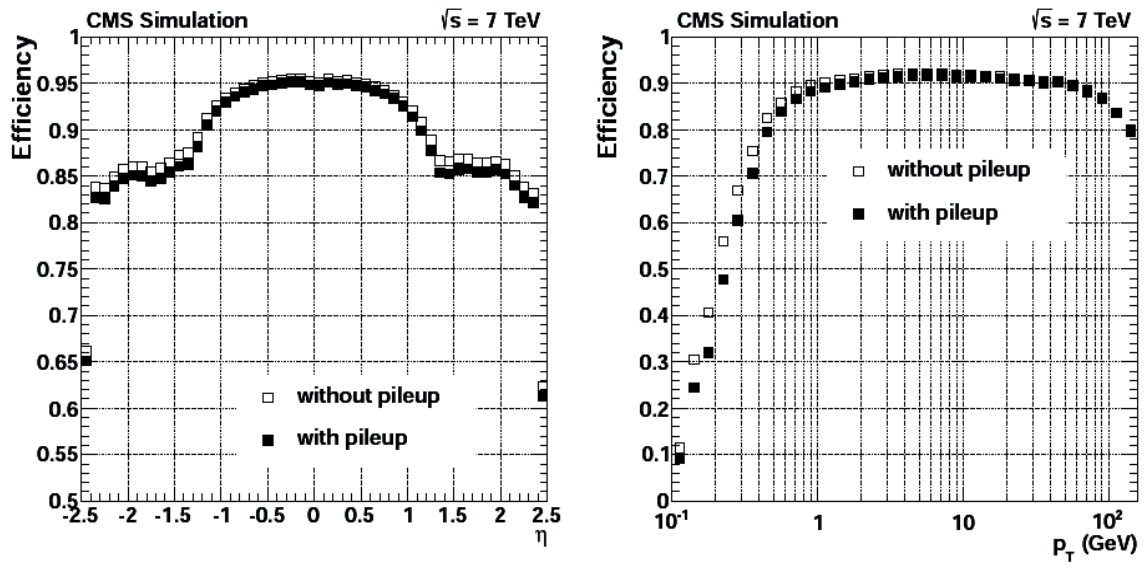


FIGURE 3.6 – Efficacités de reconstruction des traces dans des événements simulés  $t\bar{t}$ . Seules les traces de type *high purity* sont utilisées. Deux scénarios sont pris en compte : l'un sans vertex d'empilement, l'autre avec une moyenne de 8 vertex d'empilement. Pour l'estimation de l'efficacité en fonction de  $\eta$ , seules les particules générées de  $p_T > 0.9 \text{ GeV}$  sont utilisées. Dans les deux graphiques, les particules générées utilisées doivent avoir été produite à moins de 3 cm (en  $r$ ) et 30 cm (en  $z$ ) de la région d'interaction.

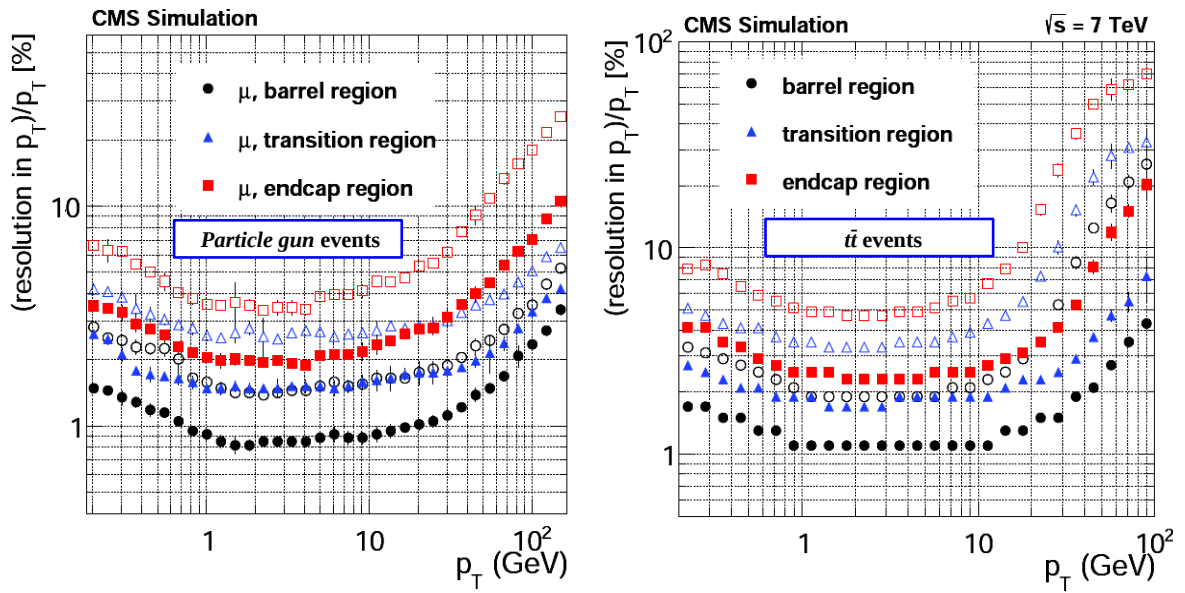


FIGURE 3.7 – Résolutions en impulsion transverse obtenues à partir de muons issus d'événement *particle gun*, à gauche, et d'événements simulés  $t\bar{t}$  avec vertex d'empilement, à droite. La région de transition est définie par  $0.9 < |\eta| < 1.4$ . Les marqueurs pleins correspondent aux résolutions calculées comme la demi-largeur de l'intervalle contenant de 68% de la distribution. Les marqueurs creux correspondent à ce même calcul à partir d'un intervalle contenant 90% de la distribution.

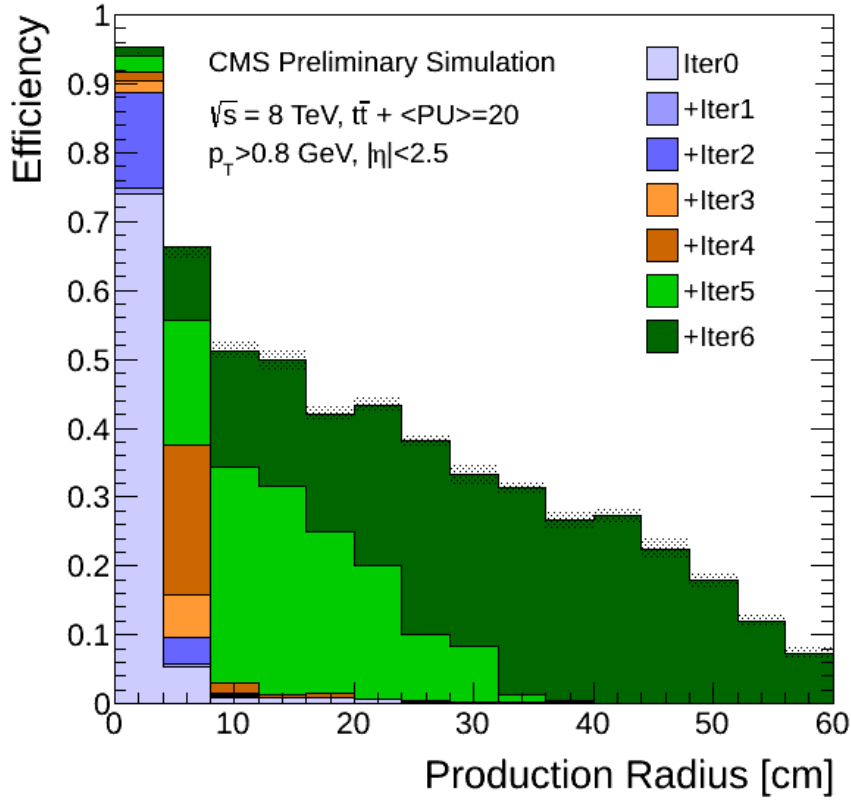


FIGURE 3.8 – Contributions des différentes itérations de l’algorithme de trajectographie à l’efficacité en fonction de la distance transverse de production de la particule chargée (par rapport à l’axe du faisceau), obtenu à partir d’événements simulés de type  $t\bar{t}$  à 8 TeV, avec une moyenne de 20 vertex d’empilement par événement. Seules les traces de type *high purity*, et dont la coordonnée longitudinale du vertex d’origine vérifie  $|z| < 150 \text{ cm}$  sont utilisées. Seules les particules générées de  $p_T > 0.8 \text{ GeV}$  et de pseudo-rapidité  $|\eta| < 2.5$  sont prises en compte. Une trace est considérée comme efficacement reconstruite si 75% des coups qui lui sont associés proviennent de la particule simulée.



invariante est compatible avec la masse du boson  $Z^0$ . L'un de ces muons doit avoir été également reconstruit dans le trajectographe. La proportion d'événements pour lesquels le second muon a également été reconstruit dans le trajectographe va permettre d'estimer l'efficacité de reconstruction. Les résultats obtenus à l'aide des collisions 2011 à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse sont présentés dans la figure 3.9, et sont comparés à ceux obtenus, grâce à la même technique pour une simulation d'événements contenant un boson  $Z^0$  se désintégrant en deux muons. La différence observée entre données et Monte-Carlo en fonction du nombre de vertex d'empilement (graphique de droite) s'explique par le fait que la dépendance de l'efficacité des pixels par rapport au taux d'occupation n'a pas été prise en compte dans la simulation [31]. Cette différence est cependant de faible amplitude (inférieure à 0.2 %)

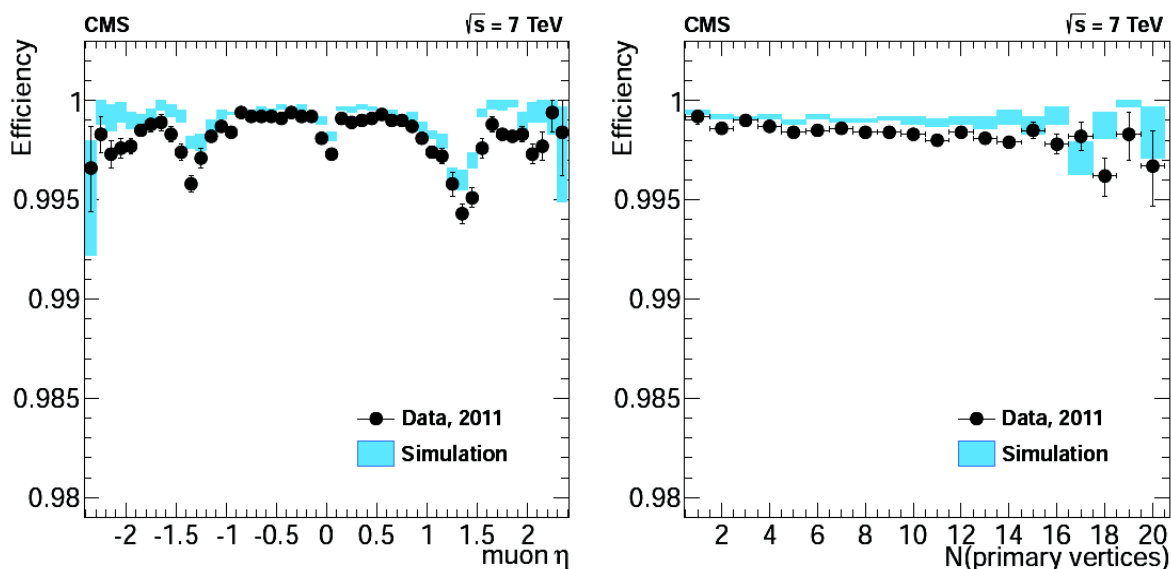


FIGURE 3.9 – Efficacités de reconstruction des traces obtenues à l'aide de la méthode *Tag and Probe* sur les données 2011 à 7 TeV, et sur une simulation d'événements  $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ , en fonction de  $\eta$  et du nombre de vertex d'empilement.

### 3.3 Reconstruction des électrons

#### 3.3.1 Reconstruction des SuperCluster

La reconstruction des électrons dans CMS utilise les informations provenant de deux sous-détecteurs : le trajectographe et le calorimètre électromagnétique. L'une des principale difficulté de leur reconstruction est induite par le fait que, en interagissant avec la matière du trajectographe, les électrons vont perdre une partie plus ou moins importante de leur énergie par rayonnement de freinage, ou « *bremstrahlung* ». Un électron va ainsi avoir une certaine probabilité d'émettre un ou plusieurs photons lors de son parcours dans le trajectographe. Ainsi, environ 35% des électrons de plus de 10 GeV vont rayonner plus de 70% de leur énergie initiale avant d'atteindre le calorimètre [46]. Cet effet complique

la reconstruction de la trace, ainsi que la reconstruction du dépôt calorimétrique.

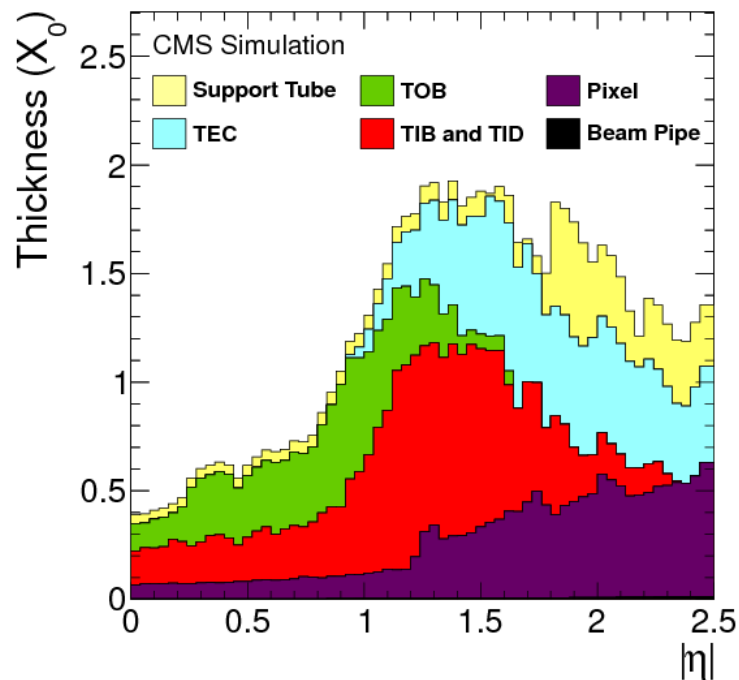


FIGURE 3.10 – Quantité de matière, en longueur de radiation, entre le centre de CMS et le calorimètre électromagnétique, en fonction de la pseudo-rapidité. Les contributions des différents éléments sont détaillées.

Cette probabilité de rayonnement augmente avec la quantité de matière traversée, dont la répartition en amont du calorimètre électromagnétique est présentée dans la figure 3.10. En outre, les photons émis peuvent également se convertir en une paire électron-positron avant d’atteindre le calorimètre. Sous l’effet du champ magnétique, les produits de réaction prennent alors des directions différentes dans le plan transverse, et atteignent le calorimètre en deux points séparés, créant deux dépôts d’énergies distincts, ou « *clusters ECAL* ». En conséquence, un électron est susceptible de laisser dans le calorimètre électromagnétique un dépôt d’énergie « étalé » en  $\phi$ , et composé de plusieurs *clusters ECAL*. La reconstruction de l’énergie d’un électron va donc nécessiter l’utilisation d’un algorithme dédié, afin d’être capable de relier ces différents *clusters* pour les regrouper en un seul et même dépôt, appelé « *SuperCluster* ».

Il existe deux algorithmes dédiés à la reconstruction des *SuperClusters* : « *Hybrid* » dans le tonneau de ECAL et « *Island* » dans les bouchons [47]. L’algorithme *Hybrid* s’appuie sur le fait que les cellules calorimétriques du tonneau sont disposées selon un quadrillage régulier en  $\eta$  et  $\phi$ . Il débute à partir d’une cellule jouant le rôle de « graine ». Tout cellule ayant enregistré une énergie transverse supérieure à 1 GeV est prise en compte. À partir de cette cellule, on crée une première association de cellules contiguës, large de 1 cellule en  $\phi$  et de 5 cellules en  $\eta$ . C’est ce que l’on appelle un « domino ». Le

choix de la largeur en  $\eta$  tire partie de notre connaissance de l'étalement en  $\eta$  de la gerbe. L'algorithme va ensuite rechercher dans la direction  $\phi$ , de part et d'autre de ce domino initial, d'autres dominos pouvant être associés à cette graine. Une illustration simple de processus est présentée dans la figure 3.11. Cette recherche s'effectue sur un nombre fini de cellules en  $\phi$  (la valeur par défaut étant 10 dans chaque sens), et va aboutir à la reconstruction d'un ou plusieurs *sous-clusters* qui seront regroupés au sein d'un même *SuperCluster*. Le premier *sous-cluster* est formé du domino de base et de tous les dominos contigus dont l'énergie est supérieure à 100 MeV. Les autres *sous-clusters* sont formés d'un domino de plus de 350 MeV et de ses dominos contigus, et sont séparés du premier par au moins un domino de moins de 100 MeV.

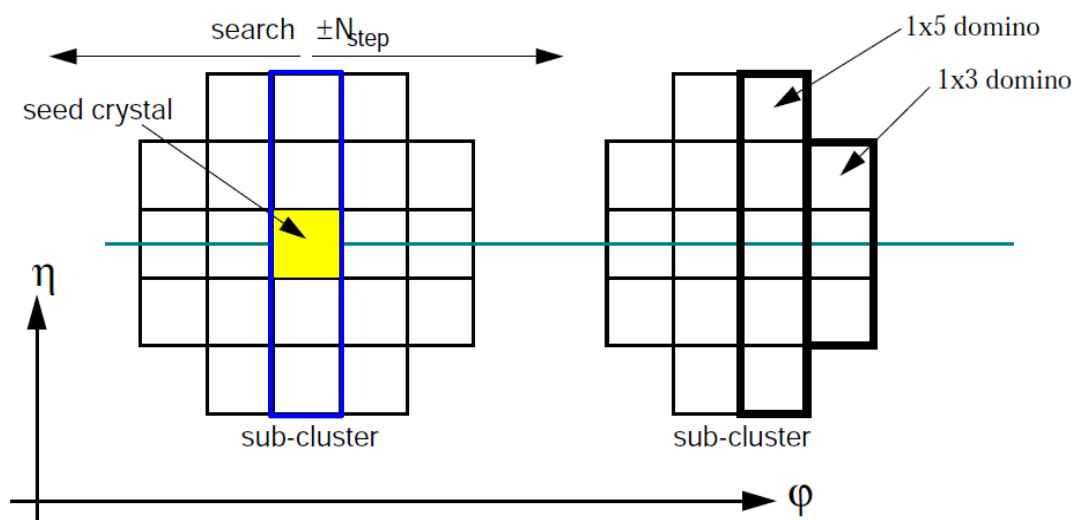


FIGURE 3.11 – Illustration du principe de reconstruction d'un *SuperCluster* à partir de l'algorithme *Hybrid*. Le domino de base, formé à partir de la cellule graine, est en bleu. Les *sous-clusters* doivent être séparés d'au moins un domino de moins de 100 MeV. La longueur d'un domino est fixée à 5 cellules en  $\eta$ .

L'algorithme de reconstruction *Island* (ou *Multi5X5*), utilisé pour reconstruire les *SuperClusters* dans les bouchons de ECAL, fonctionne selon un principe similaire. Son fonctionnement, qui ne sera pas détaillé ici, est décrit dans la référence [47]. La différence principale avec l'algorithme *Hybrid* vient du fait que l'étalement en  $\eta$  de la gerbe calorimétrique dans les bouchons est variable et n'est pas correctement modélisé par une largeur fixe de 5 cellules en  $\eta$ . Ainsi, la reconstruction démarre d'une cellule faisant office de *graine* à laquelle l'algorithme va chercher à associer les cellules avoisinantes ayant enregistré un dépôt d'énergie. Cette recherche s'effectue dans les deux directions,  $\eta$  et  $\phi$ .

### 3.3.2 Particularités de la reconstruction des traces d'électrons

#### Pertes d'énergie non-gaussienne

La différence majeure entre les électrons et les autres particules chargées susceptibles d'être produites dans les collisions du LHC concerne l'estimation des pertes d'énergie lors de la traversée du trajectographe. Alors que ces pertes d'énergie peuvent être modélisées par des fonctions gaussiennes pour les autres particules, cette modélisation est inappropriée pour les électrons du fait de la contribution non négligeable du rayonnement continu de freinage. Cette contribution a été modélisée par Bethe et Heitler [48]. Afin d'en tenir compte dans la reconstruction des traces d'électrons par le trajectographe de CMS, un algorithme dédié a été développé, qui approxime la perte d'énergie au moyen d'une somme pondérée de fonction gaussiennes [49]. C'est l'algorithme GSF (*Gaussian Sum Filter*) [50]. L'organisation des étapes de la reconstruction d'une trace demeure identique à celle de l'algorithme standard CTF : génération d'une graine, reconstruction de la trace, résolution des ambiguïtés, et enfin l'ajustement final. Seule la procédure de résolution des ambiguïtés reste inchangée. Les modifications apportées aux trois autres étapes sont décrites dans la suite.

#### Recherche de graines

Pour des raisons de temps, l'algorithme GSF, environ 10 fois plus lent que CTF, ne peut être utilisé pour l'ensemble des traces. Il est donc nécessaire d'effectuer une première étape de sélection des graines susceptibles de provenir d'un électron, et à partir desquelles l'algorithme GSF sera mis en route. Pour ce faire, deux approches distinctes sont possibles, qui font appel aux informations du calorimètre électromagnétique : la recherche « *Ecal driven* » ou « *Tracker driven* ».

La recherche « *Ecal driven* » s'appuie sur une propriété liée à la position du *SuperCluster*. En effet, cette dernière est calculée à partir de la position moyenne, pondérée par l'énergie, de l'ensemble des *clusters* qui composent un *SuperCluster*. Or, cette position correspond exactement au point d'impact qu'aurait l'électron s'il n'émettait aucun photon dû au rayonnement de freinage. Ainsi, à partir de la position d'un *SuperCluster*, et connaissant son énergie transverse totale, une propagation vers l'arrière est effectuée, avec une contrainte liée à la région d'interaction, et les deux hypothèses de charge électrique possibles. La présence de coups compatibles avec le *SuperCluster* est recherchée sur la première couche du détecteur à pixels, puis sur les couches de pixels suivantes. Une graine sera alors formée dès que deux coups compatibles issus de deux couches différentes auront pu être associés, auxquels viendra s'ajouter une contrainte sur la position du vertex, obtenue grâce à l'information fournie par le *SuperCluster* [46].

La recherche *Tracker driven* procède de façon inverse. En partant d'une trace reconstruite avec l'algorithme de trajectographie itératif (CTF), un dépôt calorimétrique compatible est recherché afin de déterminer si cette trace provient d'un électron. Dans le cas d'un électron n'ayant rayonné qu'une faible fraction de son énergie, l'algorithme CTF sera suffisamment précis pour permettre d'associer la trace au dépôt calorimétrique. Le rapport  $E/p$  entre l'énergie du dépôt calorimétrique et l'impulsion de la trace en question sera alors utilisé pour déterminer si l'association est cohérente. En revanche, dans le cas d'un électron ayant rayonné une grande partie de son énergie, la trace reconstruite par

CTF sera incomplète. Un ré-ajustement rapide des paramètres de la trace utilisant un filtre GSF est effectué et un éventuel dépôt calorimétrique compatible. Si une association est trouvée, une analyse multi-variée sera appliquée à l'aide des paramètres de la trace ré-ajustée et du dépôt calorimétrique, de façon à déterminer s'il s'agit bien d'une trace d'électron. Enfin, lorsqu'une trace est ainsi sélectionnée, sa graine d'origine est utilisée comme point de départ pour l'algorithme de reconstruction GSF.

### Construction de la trace et ajustement final

À partir de la graine ainsi obtenue, la construction de la trace par la recherche de coups compatibles peut être initiée. Elle se déroule de façon très similaire au cas standard de l'algorithme CTF, la différence majeure étant l'utilisation d'une modélisation de Bethe-Heitler pour estimer les pertes d'énergies de l'électron entre deux couches de détection. L'ajustement de la trace n'est pas effectué au moyen d'un filtre de Kalman, mais d'un filtre GSF. Un test de  $\chi^2$  est employé pour déterminer la compatibilité d'un coup avec la trace en construction.

## 3.4 Reconstruction des muons

La reconstruction des muons dans CMS [51] [52] [53] repose en grande partie sur la présence du spectromètre à muon. Il est possible de reconstruire un muon en se basant uniquement sur les informations du spectromètre. Cependant, les résolutions obtenues au niveau de ce sous-détecteur sont moins bonnes que celles obtenues par le trajectographe. Idéalement, un muon reconstruit par CMS sera donc l'association d'une trace dans le trajectographe avec une trace dans les détecteurs à muons. On distinguera donc trois types de muons dans CMS : les muons locaux (« *Stand Alone muons* »), constitués uniquement d'une trace dans le spectromètre, les muons globaux (« *Global muons* »), et les muons trajectographiques (« *Tracker muons* »), tous deux constitués d'une association de deux traces (spectromètre et trajectographe), mais reconstruits de façons différentes.

### 3.4.1 Stand Alone muons

Un *Stand Alone muon* consiste en une trace dans le spectromètre à muon. Sa reconstruction débute par la génération d'une graine constituant une première estimation des paramètres de la trace. Cette graine est obtenue à partir des tubes à dérives ou des chambres à fils cathodiques. Pour les tubes à dérive, la génération de la graine peut être effectuée à l'aide d'un seul segment dans la première ou la deuxième station, en faisant l'hypothèse que le muon en question est issu du vertex primaire. Une estimation du  $p_T$  du muon est ainsi obtenue à partir de l'angle  $\Delta\phi$  entre la direction du segment et la direction du vertex primaire. Si seules les troisième et quatrième stations comportent un segment, le  $p_T$  est évaluée à partir de l'angle  $\Delta\phi$  entre les directions de ces deux segments. Pour les chambres à fils, deux segments sont utilisés pour la génération, et le  $p_T$  est estimée à l'aide de l'angle  $\Delta\phi$  entre les positions de ces deux segments.

La construction de la trace s'effectue alors à l'aide d'un filtre de Kalman. Un premier pré-filtre peut être appliqué, qui propage la graine des couches internes vers les couches

externes. Un second filtre est appliqué dans le sens inverse, de l'extérieur vers l'intérieur. Dans chaque cas, l'état de la trace sur une couche donnée permet d'extrapoler la trajectoire jusqu'à la couche suivante, en prenant en compte les pertes d'énergie dues au effet de diffusions multiples, au rayonnement de freinage lorsque le muon traverse l'attelage en fer, et le caractère in-homogène du champ magnétique de retour. La propagation s'effectue de façon séquentielle, à partir d'une paramétrisation hélicoïdale, et avec un pas variable. Si un segment est trouvée sur la couche suivante, sa compatibilité avec la trace en construction est déterminée au moyen d'un test de  $\chi^2$ . L'état de la trace est ensuite mis à jour en conséquence. Enfin, la trace est ajustée en prenant en compte les coups dans les chambres à plaques résistives. Pour améliorer la résolution en impulsion transverse, une contrainte liée au vertex primaire est appliquée.

### 3.4.2 Global muons

La reconstruction d'un *Global muon* débute à partir d'un *Stand Alone muon*, à partir duquel on va chercher une trace correspondante dans le trajectographe. La trace dans le spectromètre à muons, dont la reconstruction vient d'être décrite, est propagée jusqu'au trajectographe. Une région de compatibilité est définie dans le plan  $\eta$ - $\phi$ , autour d'un vecteur dont la direction est celle du *Stand Alone muon*, et dont l'origine est le vertex primaire (vertex de pixel), ou la région d'interaction.

L'étape suivante consiste à déterminer, parmi les traces présentes dans cette région, laquelle est la plus compatible avec la trace reconstruite dans les chambres à muons. Une comparaison est effectuée en propageant les traces jusqu'à une surface commune (entrée du spectromètre), où la compatibilité des deux traces est évaluée à partir de leur position et de leur impulsion.

La trace du trajectographe dont les paramètres sont les plus proches du *Stand Alone muon* est conservée. Un ajustement est effectué à partir des coups associés à ces deux traces. Les paramètres du *Global muon* seront ceux de la trajectoire obtenue à la suite de ce dernier ajustement.

### 3.4.3 Tracker muons

La reconstruction des *Tracker muons* présente la particularité de ne pas être initiée par les informations du spectromètre à muon, mais par une trace reconstruite dans le trajectographe. Le principe est de considérer l'ensemble des traces reconstruites, et d'identifier les muons en recherchant des signatures compatibles dans les calorimètres et le spectromètre à muons. L'implémentation de cette méthode dans CMS est notamment motivée par la baisse d'efficacité du spectromètre à muons pour des muons d'impulsion transverse inférieure à 7 GeV. En effet, une fraction importante de ces derniers ne vont pas aboutir à un nombre de coups suffisants dans le spectromètre, rendant impossible la reconstruction d'un *Stand Alone muon*. D'autre part, les contraintes liées au vertex primaire appliquées lors de la reconstruction d'un *Stand Alone muon* introduisent un biais lors de l'association de celui ci avec une trace du trajectographe dans le cas où le muon considéré n'est pas issu du vertex primaire. C'est par exemple le cas d'un muon cosmique, ou d'un muon issu d'un vertex déplacé dans le plan transverse.

La première étape consiste à propager la trace jusqu'aux calorimètres. Les énergies

mesurées dans les cellules ECAL et dans les tours HCAL traversées par le muon sont calculées et enregistrées dans l'objet muon. À noter que ces informations sont également sauvegardées dans le cas des *Stand Alone muons* et *Global muons*.

La trace est ensuite propagée jusqu'au spectromètre à muons. Le champ magnétique, les pertes d'énergies et les effets de diffusions multiples sont pris en compte dans la propagation et le calcul des incertitudes associées. Une trace est identifiée comme muon si elle a pu être associée à au moins un segment dans le spectromètre à muon.

Il existe cependant une possibilité que deux traces suffisamment proches l'une de l'autre puissent être associées au même segment. Par exemple pour un muon produit au sein d'un jet de particules. Une procédure dite *d'arbitration* est destinée à déterminer laquelle de ces traces est la plus compatible avec le ou les segments considérés, en utilisant la position de la trace propagée au niveau du spectromètre.

## 3.5 Cas particulier des électrons et des muons issus d'un vertex déplacé

Si la plupart des électrons et des muons reconstruits par CMS proviennent d'un vertex situé dans la région d'interaction proton-proton, au centre du détecteur, certaines topologies sont susceptibles d'exister, qui aboutissent à la production d'électrons ou de muons dont l'origine ne coïncide pas avec cette région d'interaction. C'est par exemple le cas des paires électrons-positrons issus d'une conversion de photon, ou des muons cosmiques, qui peuvent traverser le détecteur sans passer en son centre. Ce serait aussi le cas si une particule exotique, neutre et à long temps de vie, était produite, puis voyageait à l'intérieur du détecteur avant de se désintégrer en leptons.

C'est ce dernier cas qui nous intéressera tout particulièrement dans le cadre de ce travail de thèse, puisqu'il constituera la signature même du signal recherché dans notre analyse, à savoir la présence d'un électron et d'un muon originaires du même vertex déplacé dans le plan transverse. On se limitera au cas d'une désintégration au sein d'un vertex déplacé situé dans le volume du trajectographe, choix qui se justifie par l'impossibilité d'identifier un électron en absence de trace reconstruite.

Dans un premier temps, nous exposerons brièvement les principales variables caractéristiques d'une trace déplacée, et en particulier le paramètre d'impact transverse.

Nous présenterons ensuite l'outil de simulation Monte-Carlo permettant la production de particules isolées (« *Particle Gun* »), dont une nouvelle fonctionnalité, dédiée à la simulation de traces déplacées, a été développée au cours de ce travail de thèse.

L'intérêt de cet outil est de nous permettre de disposer d'une statistique suffisante pour pouvoir caractériser les traces déplacées et isolées de muons et d'électrons, et d'estimer leurs efficacités de reconstruction. Nous exposerons donc dans une dernière partie les résultats de cette étude.

### 3.5.1 Caractéristiques des traces déplacées

Lorsqu'une particule chargée est produite au sein d'un vertex éloigné du vertex primaire (situé dans la région d'interaction), la trace reconstruite présente un certain nombre

de caractéristiques spécifiques. Plusieurs critères peuvent ainsi être utilisés pour déterminer si une trace est issue d'un vertex déplacé dans le plan transverse. La pertinence de ces critères dépend de l'importance du déplacement.

Pour des traces issues d'un vertex situé à une distance  $r > 4.3$  cm du centre de CMS, soit la position de la première couche de pixels, la position du coup le plus interne de la trace pourrait être utilisée comme signature de son déplacement. La fiabilité d'une telle méthode est cependant limitée, d'une part du fait de l'existence de modules défectueux (2.4% pour les pixels et 2.3% pour les micropistes), et d'autre part puisqu'elle est inefficace si le vertex est déplacé de moins de 4.3 cm dans le plan transverse.

Les variables les plus adaptées pour la caractérisation d'une trace déplacée sont les paramètres d'impact transverse et longitudinal, dont la définition est donnée en 3.2.2. Sauf mention contraire, tous les paramètres d'impact évoqués dans la suite de cette thèse seront calculés en prenant pour point de référence le vertex primaire de l'événement considéré.

Dans l'optique d'une recherche de particules neutres et à long temps de vie se désintégrant en leptons, c'est en particulier le paramètre d'impact transverse  $d_0$ , dont une illustration graphique est donnée plus haut dans ce chapitre, dans la figure 3.3, qui se révèle particulièrement significatif. La trace d'une particule chargée produite au sein d'un vertex déplacé aura tendance à ne pas pointer vers le vertex primaire, et se distinguera donc par une grande valeur de  $d_0$ , pouvant aller jusqu'à plusieurs dizaines de cm. Un grand paramètre d'impact longitudinal,  $z_0$ , est également caractéristique d'une trace produite au sein d'un vertex déplacé. Cependant, il ne constitue pas une observable fiable pour juger du déplacement d'un vertex dans le plan transverse, puisqu'un  $z_0$  important peut aussi être le signe d'une trace issue d'un vertex d'empilement, éloigné du vertex primaire, mais situé sur l'axe du faisceau.

### 3.5.2 Outil de simulation développé pour l'étude des traces déplacées

L'étude de la reconstruction des traces déplacées de muons est possible à l'aide d'une méthode de type *Tag and Probe* (décrite dans la section 3.2.2) utilisant des muons cosmiques. Ces derniers sont enregistrés au cours de prises de données dédiées, ou produits par simulation Monte-Carlo. Leur distribution en angle  $\phi$  au sein du trajectographe est cependant limitée, et les trajectoires qu'ils décrivent ne correspondent pas exactement à celles de muons issus d'éventuels vertex déplacés.

Pour les électrons, l'étude se révèle plus délicate encore. En effet, le seul processus physique du Modèle Standard permettant une production relativement abondante d'électrons déplacés est la conversion de photons. Il semble difficile d'imaginer l'utilisation d'une méthode de type *Tag and Probe* s'appuyant sur les dépôts dans le calorimètre électromagnétique pour estimer l'efficacité de reconstruction à partir des deux électrons de conversions. Une telle méthode est adaptée dans le cas des muons puisque le spectromètre fournit une information sur la trajectoire de la particule, et que la nature de celle-ci ne souffre d'aucune ambiguïté. Dans le cas des électrons en revanche, le dépôt calorimétrique ne fournirait aucune information sur la trajectoire de la particule incidente, et en l'absence de trace, la nature de cette dernière serait source d'ambiguïtés (il peut s'agir d'un électron ou d'un photon).



De façon à disposer d'échantillons importants de muons et d'électrons produits au sein de vertex déplacés, une partie de mon travail de thèse a été dédié à la création d'un outil de simulation Monte-Carlo. Il est basé sur le code informatique d'un outil de simulation déjà existant au sein de la collaboration CMS, permettant la génération d'événements simplifiés ne contenant qu'une seule particule. Cet outil est connu sous l'appellation *Particle Gun*. Dans le cas standard, un vertex est défini au point de coordonnées cartésiennes  $(0, 0, 0)$ . Issue de ce vertex, une unique particule<sup>2</sup> est produite, avec des paramètres  $(p_T, \eta, \phi, \text{etc...})$  choisis aléatoirement dans un intervalle défini par l'utilisateur, de façon à obtenir des distributions homogènes pour un ensemble d'événements. Mon travail a consisté en une modification du code informatique de cet outil, afin de permettre la génération d'événements simulant la production d'un électron ou d'un muon déplacé.

La première modification a été de permettre la redéfinition de la position du vertex, de façon à obtenir, pour un ensemble d'événements, des vertex distribués aléatoirement à l'intérieur du volume du trajectographe. Ainsi, à partir du point  $(0, 0, 0)$ , on définit une direction dans le plan transverse,  $\phi_1$ , choisie aléatoirement entre 0 et  $2\pi$ , et une direction dans le plan  $r - z$ ,  $\theta_1$ , choisie aléatoirement entre 0.16 et 2.98 rad. Ces dernières valeurs correspondent à une pseudo-rapacité  $-2.5 < \eta < +2.5$ . On définit également la coordonnée transverse  $r$  du vertex, choisie aléatoirement entre 0 et 60 cm. On peut alors, à partir de ces trois variables, calculer les coordonnées cartésiennes  $v_x, v_y$  et  $v_z$  du vertex. On vérifie en outre que la coordonnée  $v_z$  est comprise entre  $-2.6$  m et  $+2.6$  m, soit les dimensions du trajectographe selon l'axe  $z$ . On obtient ainsi un vertex déplacé.

Il faut ensuite définir les paramètres du lepton issu de ce vertex, en s'assurant que sa direction est compatible avec la cinématique d'un lepton issu de la désintégration d'une particule à long temps de vie. Il s'agit en l'occurrence de faire en sorte qu'il ne soit pas produit *vers l'intérieur* du trajectographe. Pour ce faire, les angles que son vecteur impulsion forme avec la droite reliant le vertex et le point  $(0, 0, 0)$  dans les plans transverse et longitudinal, respectivement notés  $\phi_2$  et  $\theta_2$ , doivent tous deux être compris entre  $-\pi/2$  et  $+\pi/2$ . Une illustration schématique du fonctionnement de l'outil est présentée dans la figure 3.12.

Enfin, une option permet également de produire à partir de ce vertex une seconde particule, dont la nature n'est pas nécessairement identique à celle de la première. Le vecteur impulsion de cette seconde particule est calculé comme le symétrique de celui de la première particule par rapport à la droite entre le vertex et le point  $(0, 0, 0)$ .

Dans le cadre de ce travail de thèse, cet outil a été exclusivement utilisé pour la production d'électrons et de muons déplacés, afin d'étudier leur reconstruction. Cependant, d'autres applications sont envisageables. Ainsi, à la demande des membres de CMS impliqués dans l'équipe de travail dédiée au trajectographe, une version légèrement modifiée de l'outil a été développée dans ce sens et mise à la disposition du groupe. Elle permet de simuler spécifiquement la conversion de photons en un électron et un positron, dans l'ensemble du volume du trajectographe.

---

2. Il est cependant possible de produire plusieurs particules, éventuellement de natures différentes, à partir du même vertex, dans le même événement.

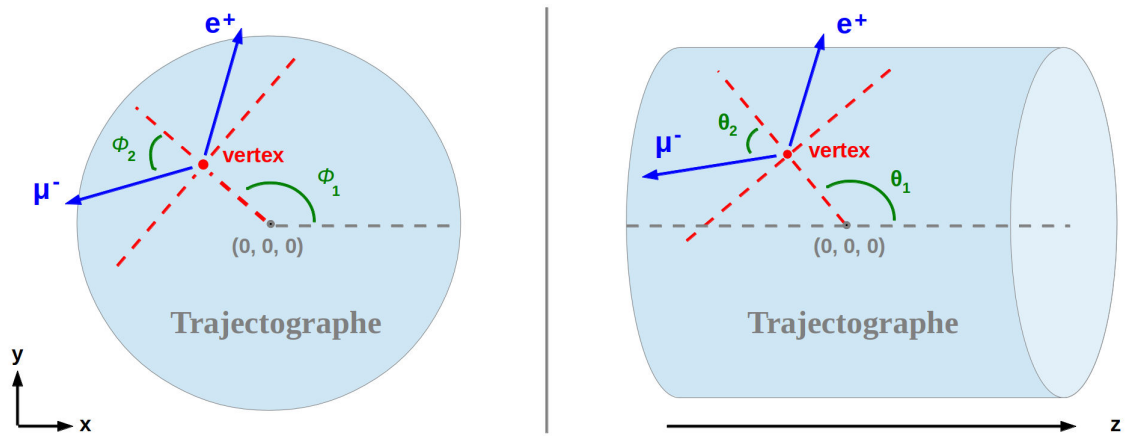


FIGURE 3.12 – Illustration schématique du principe de fonctionnement de l’outil de simulation Monte-Carlo *Particle Gun* pour la production de trace déplacées. Les paramètres  $\phi_1$  et  $\theta_1$  indiquent la direction du vertex secondaire par rapport au point de coordonnées cartésiennes  $(0, 0, 0)$ . Ils sont choisis aléatoirement, respectivement dans les intervalles  $[0; 2\pi]$  et  $[0.16; 2.98]$  rad. La coordonnée radiale du vertex secondaire est choisie aléatoirement entre 0 et une certaine valeur  $r_{max}$ , exprimée en cm. Les paramètres  $\phi_2$  et  $\theta_2$  indiquent la direction de la particule chargée produite, par rapport à ce premier segment, et sont aléatoirement choisis, respectivement dans les intervalles  $[-\pi/2; +\pi/2]$  et  $[0; \pi]$ . Une option permet de produire une seconde particule issue du même vertex, dont le vecteur impulsion est obtenue par symétrie de la première particule par rapport à la droite reliant le vertex au point  $(0, 0, 0)$ .

### 3.5.3 Étude des efficacités de trajectographie

L'outil a tout d'abord été utilisé afin d'obtenir une estimation des efficacités de reconstruction des traces d'électrons et de muons déplacés. Deux productions séparées sont réalisées pour les électrons et les muons. Dans les deux productions le vertex déplacé est choisi tel que sa position dans le plan transverse soit telle que  $0 < r < 60$  cm. Le choix de cette valeur correspond à la position de la première couche stéréo du TOB. Si une particule est produite au delà de 60 cm, il n'est plus possible de reconstruire une trace, car la génération de graine nécessite un minimum de deux coups stéréo (cf. 3.4). À partir de ce vertex, un seul électron ou un seul muon est produit, avec une impulsion de 100 GeV. Cette valeur correspond à l'ordre de grandeur typiquement attendu pour les leptons déplacés présents dans les événements de simulation de signal supersymétrique utilisés pour l'analyse, et décrits dans le chapitre 6. Sur la figure 3.13, la distribution en  $r$  des vertex produits est présentée dans le graphique supérieur, tandis que le graphique inférieur montre la distribution en paramètre d'impact  $|d_0|$  des électrons générés (avant reconstruction).

Une estimation de l'efficacité de reconstruction en fonction des paramètres d'impact transverse et longitudinal est obtenue en divisant les distributions en  $|d_0|$  et  $|z_0|$  des traces reconstruites par les distributions générées. Les résultats de ces estimations sont présentés dans la figure 3.14 pour les électrons et dans la figure 3.15 pour les muons. Afin de mesurer séparément l'efficacité en fonction de l'un et l'autre de ces paramètres, le graphique en fonction de  $|d_0|$  est obtenu à partir de traces vérifiant  $|z_0| < 10$  cm, et le graphique en fonction de  $|z_0|$  est obtenu à partir de traces vérifiant  $|d_0| < 4$  cm. De façon à ne pas augmenter artificiellement cette efficacité, seuls les événements présentant un nombre de traces reconstruites inférieur à 2 sont utilisés.

L'efficacité de reconstruction décroît à mesure que le paramètre d'impact d'impact augmente. Pour  $|d_0| > 30$  cm, cette efficacité est quasiment nulle. Les plateaux observés sur ces deux graphiques s'expliquent par le fait que pour différents paramètres d'impact, différentes régions du trajectographe sont sollicitées dans la reconstruction. Ainsi, la majorité des traces de faible paramètre d'impact possèdent un ou plusieurs coups dans les détecteurs à pixels, d'où une meilleure efficacité. Pour des paramètres d'impact de plus en plus important, les graines de traces sont reconstruites à partir de doublets de coups dans les couches stéréo du TIB (à environ 20 cm de l'axe du faisceau), puis de doublets de coups dans les couches stéréo du TOB (à environ 60 cm de l'axe du faisceau). L'efficacité obtenue pour les muons est en moyenne supérieure de 10% (en valeur relative), ainsi qu'observé sur la figure 3.16 comparant les deux efficacités en fonction de  $|d_0|$ . Il est important de noter que dans les deux cas, les traces utilisées sont celles reconstruites par l'algorithme CTF. En effet, pour les électrons de 100 GeV, les efficacités obtenues pour les traces déplacées sont meilleures que celles obtenues à l'aide de l'algorithme GSF.

La simulation est également utilisée pour estimer l'efficacité de reconstruction en fonction de la position du vertex primaire dans le plan transverse. Cette estimation est obtenue en divisant la distribution en  $r$  des vertex générés par la même distribution, mais obtenue en utilisant uniquement les événements dans lesquels au moins une trace a pu être reconstruite. Les résultats pour les électrons et les muons sont présentés dans la

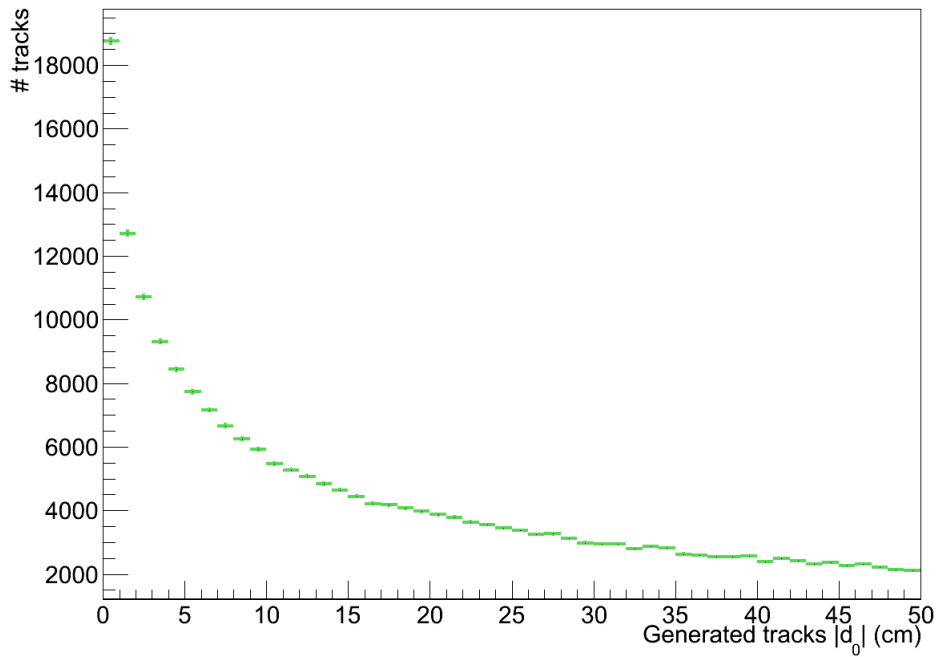
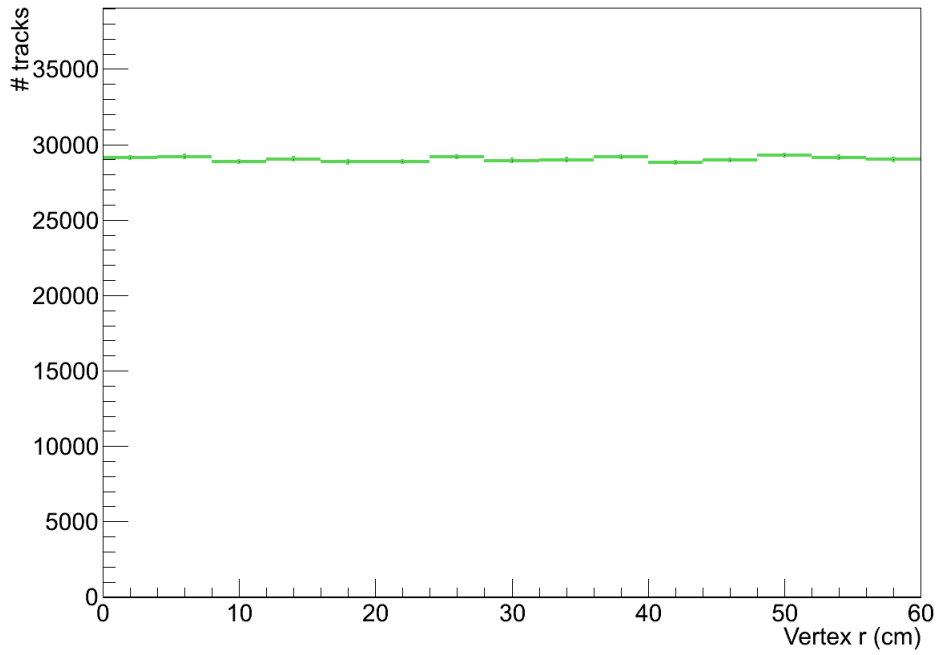


FIGURE 3.13 – En haut : coordonnée radiale des vertex générés par l’outil de simulation Monte-Carlo. En bas : distribution en  $|d_0|$  des électrons générés à partir de ces vertex. Un total d’environ 4 millions d’événements est généré.

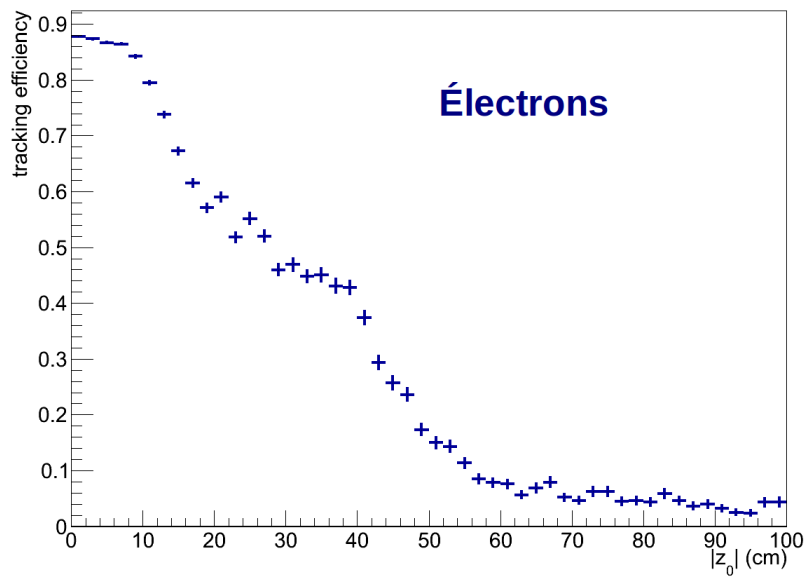
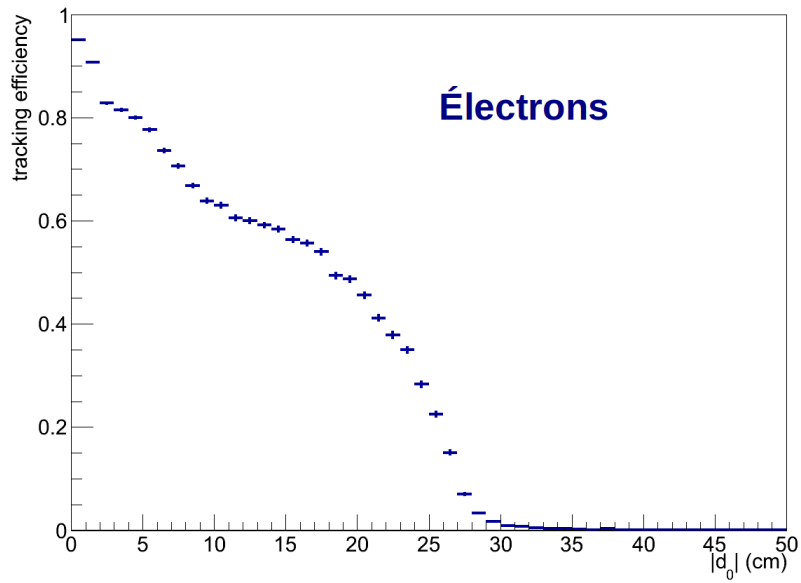


FIGURE 3.14 – Efficacité de reconstruction d’une trace d’électron en fonction des valeurs absolues des paramètres d’impact transverse  $|d_0|$  (en haut) et longitudinal  $|z_0|$  (en bas), estimée à partir d’événements *Particle Gun*. Le graphique en fonction de  $|d_0|$  utilise des traces vérifiant  $|z_0| < 10$  cm. Le graphique en fonction de  $|z_0|$  utilise des traces vérifiant  $|d_0| < 4$  cm.

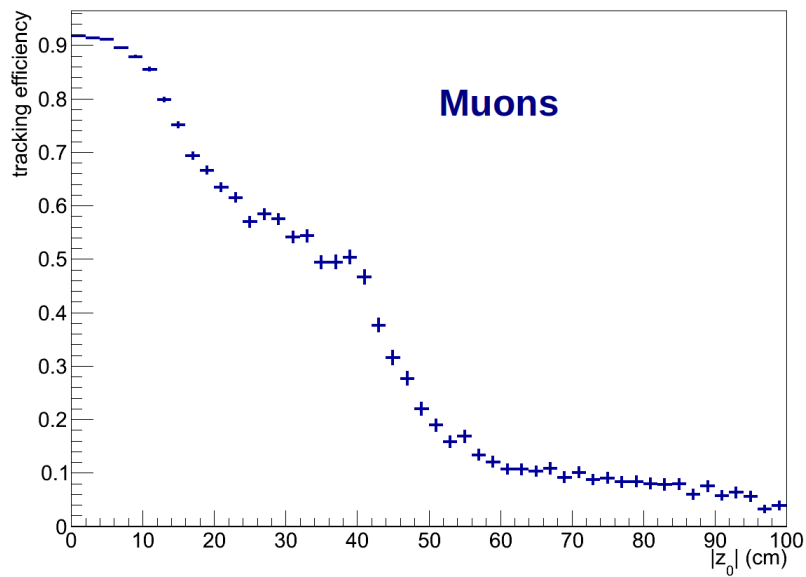
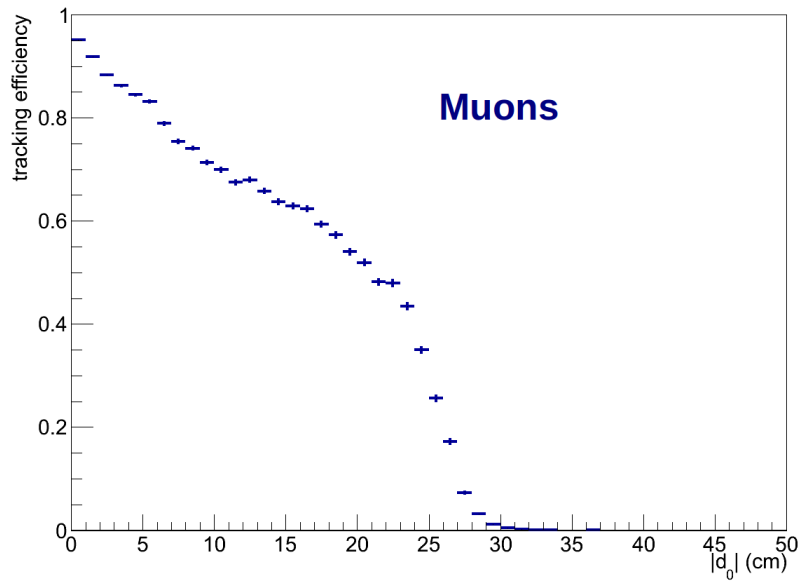


FIGURE 3.15 – Efficacité de reconstruction d’une trace de muon en fonction des valeurs absolues des paramètres d’impact transverse  $|d_0|$  (en haut) et longitudinal  $|z_0|$  (en bas), estimée à partir d’événements *Particle Gun*. Le graphique en fonction de  $|d_0|$  utilise des traces vérifiant  $|z_0| < 10$  cm. Le graphique en fonction de  $|z_0|$  utilise des traces vérifiant  $|d_0| < 4$  cm.

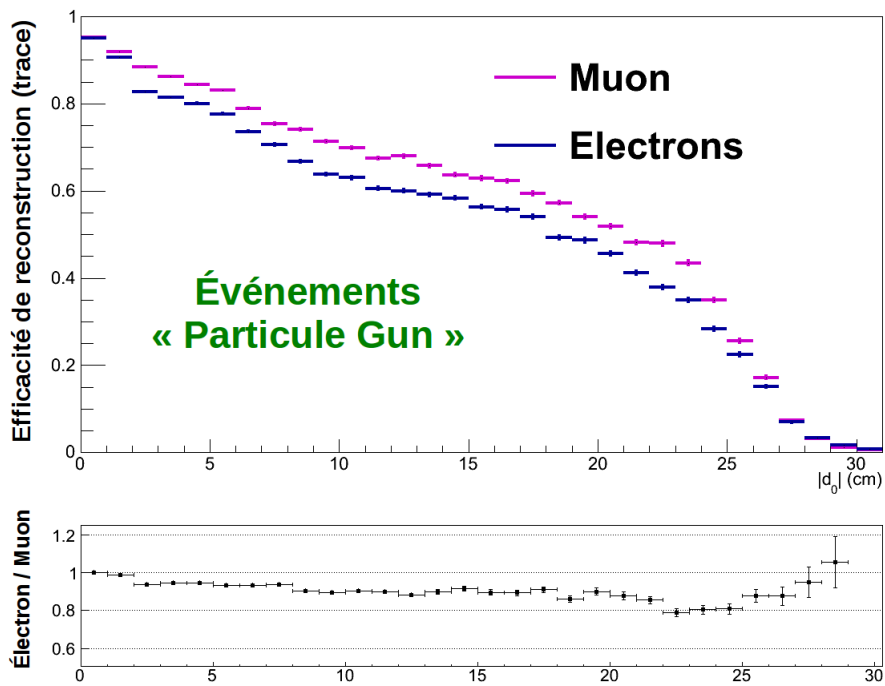


FIGURE 3.16 – Comparaison des efficacités de reconstruction de trace pour les électrons et les muons, à partir d'événements de type *Particle Gun*, contenant chacun un seul muon ou électron déplacé d'impulsion égale à 100 GeV. Le graphique utilise des traces vérifiant  $|z_0| < 10$  cm.

figure 3.17. L'efficacité est nulle au delà de 60 cm

Enfin, il est également intéressant de regarder, pour l'ensemble des traces d'électrons ou de muons ayant été reconstruites, la répartition entre les différentes itérations de trajectographie présentées dans le tableau 3.4. Cette répartition est montrée dans la figure 3.18 pour les électrons et les muons. La majorité des traces sont logiquement reconstruite par les itérations numérotés 4, 5, et 6, qui utilise des coups dans les détecteurs à micropistes pour la génération des graines. En particulier, l'itération 6, initiée par des paires de coups dans les couches stéréos du TOB ou des TECs, est à l'origine de la reconstruction de la majeure partie des traces.

Cette étude confirme que la capacité des algorithmes de reconstruction des traces, dans leur configuration actuelle, est réduite à des traces dont les paramètres d'impact vérifient approximativement  $d_0 < 30$  cm et  $d_0 < 100$  cm, et dont le rayon de production est inférieur à 60 cm. Les résultats obtenus sont à mettre en perspective avec la figure 3.8, où l'efficacité en fonction du rayon de production est estimée à partir d'événements simulés de type  $t\bar{t}$ . La comparaison est cependant limitée. En effet, les coupures utilisées dans la génération des graphiques sont différentes, tout comme les énergies des particules produites. De plus, dans les cas des événements  $t\bar{t}$ , le taux d'occupation est très important (les événements d'empilement sont simulés), contrairement aux événements ne contenant qu'une seule particule.

## 3.6 Limites de la reconstruction standard et solutions développées

### 3.6.1 Muons déplacés

Du fait de la présence du spectromètre à muons situé à l'extérieur du solénoïde, la détection de muons issus d'un vertex situé au sein du volume du trajectographe ne constitue pas une difficulté majeure, puisque la présence d'une trace reconstruite dans le trajectographe n'est pas indispensable. Cependant, ainsi qu'expliqué dans le paragraphe dédié à la reconstruction des *Stand Alone muons* (3.4.1), lors de la reconstruction d'une trace dans le spectromètre une contrainte liée à la position du vertex est appliquée au cours de la génération de la graine, et au cours de l'ajustement final. Ainsi, la position supposée du vertex d'origine doit être compatible avec celle du vertex primaire de l'événement. Dans le cas d'un muon issu d'un vertex déplacé, cette reconstruction est donc inadaptée, puisqu'elle introduirait un biais dans les mesure de  $\eta$ , de  $\phi$ , et de l'impulsion transverse.

De plus, toujours dans la section 3.4, nous avons vu que la reconstruction d'un *Global muon* est initiée par un *Stand Alone muon*, que l'on propage jusqu'au trajectographe de façon à y rechercher une trace susceptible d'avoir été produite par le même muon. Encore une fois, cette propagation est effectuée en utilisant l'hypothèse d'un muon provenant d'un vertex compatible avec le vertex primaire. La reconstruction des *Global muons* est donc à son tour inadaptée au cas d'un muon déplacé.

Les *Tracker muons*, en revanche, sont reconstruits de façon inverse, en cherchant, à partir d'une trace reconstruite dans le trajectographe, la présence de segments compatibles dans le spectromètre à muons. Un seul segment suffit, il n'est pas nécessaire



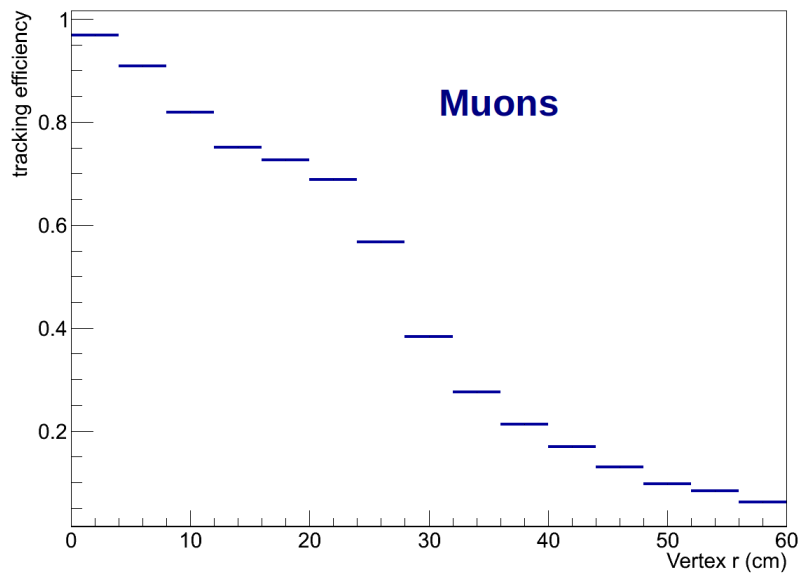
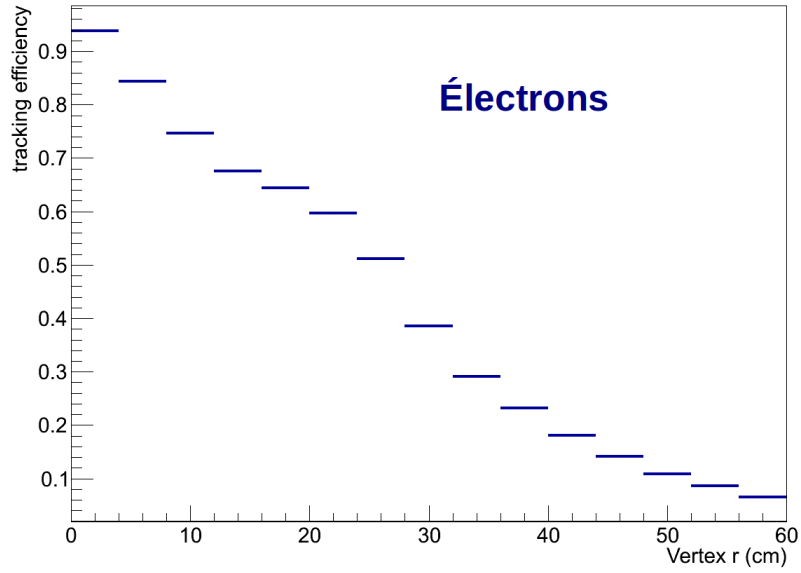


FIGURE 3.17 – Efficacités de reconstruction des traces en fonction de la coordonnée radiale  $r$  du vertex, pour les électrons (en haut) et les muons (en bas), estimées à partir d'événements *Particle Gun*.

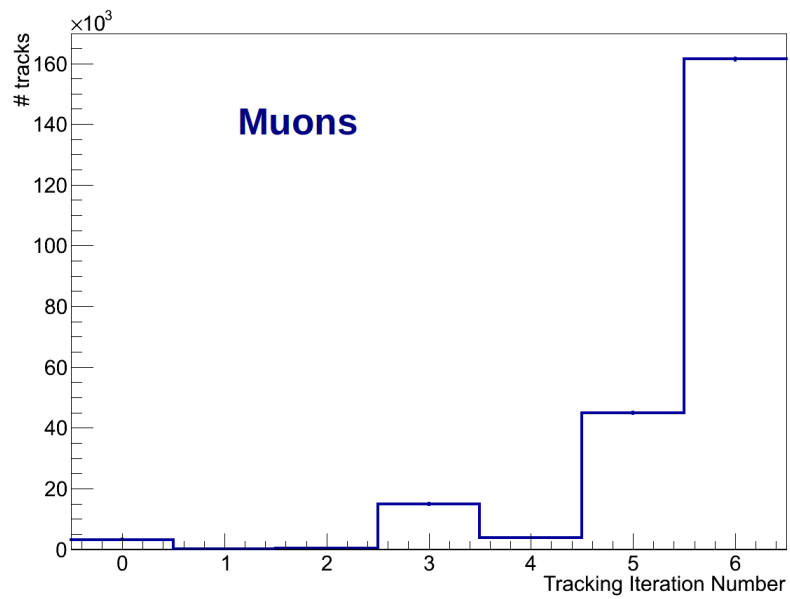
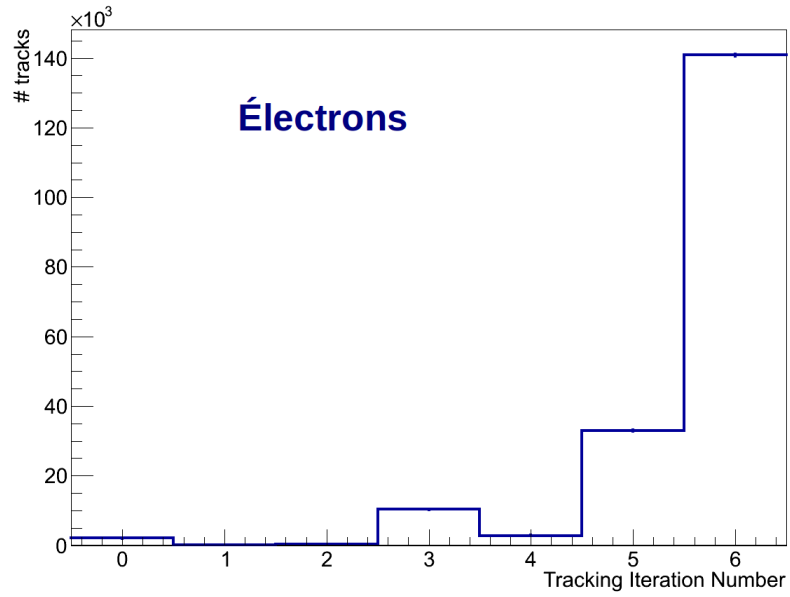


FIGURE 3.18 – Nombre de traces reconstruites par chaque itération dans les événements Monte-Carlo d'électrons (en haut) et de muons (en bas) déplacés, pour des événements *Particle Gun*.

qu'un *Stand Alone muon* ait été reconstruit. À l'origine, l'algorithme de reconstruction des *Tracker muons* a été développé dans le but de disposer d'un outil performant pour la reconstruction des muons cosmiques. Ils s'avèrent donc parfaitement adaptés dans le cadre d'une recherche de muons déplacés.

Leur efficacité dans le cadre de muons issus d'un vertex déplacé a été testée à l'aide de la production Monte-Carlo *Particle Gun*. En considérant uniquement les événements dans lesquels une trace a été reconstruite dans le trajectographe, on regarde la proportion d'événements pour lesquels un *Tracker muon* a pu être reconstruit, c'est à dire la proportion d'événements pour lesquels la trace du trajectographe a pu être associée à un segment dans le spectromètre à muon. On obtient la courbe d'efficacité présentée dans la figure 3.19 en faisant le rapport entre la distribution en  $|d_0|$  des traces ayant données lieu à un *Tracker muon* et la distribution en  $|d_0|$  de l'ensemble des traces. On observe que cette efficacité est insensible au déplacement de la trace, jusqu'à  $|d_0| = 30$  cm. L'efficacité de reconstruction d'un *Tracker muon* est donc uniquement limitée par l'efficacité de trajectographie.

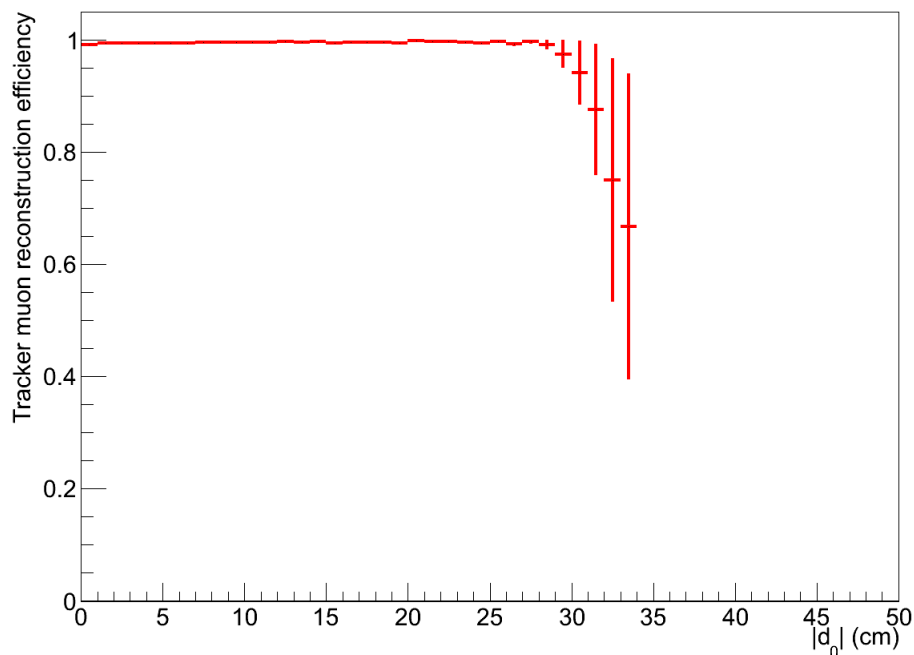


FIGURE 3.19 – Efficacité de reconstruction d'un *Tracker muon* dans les événements où une trace a pu être reconstruite par le trajectographe, présentée en fonction de la valeur absolue du paramètre d'impact transverse  $|d_0|$  de la trace reconstruite.

En outre, les résolutions moyennes obtenues, et qui sont donc les résolutions des traces reconstruites dans le trajectographe, peuvent être comparées avec les résolutions obtenues pour des traces de muons *Particle Gun* de 100 GeV produits à partir du point (0, 0, 0), reconstruites dans le tonneau du trajectographe [31]. Pour les variables :  $p_T$ ,  $\phi$  et  $\eta$ , on a (la valeur pour les traces non déplacées est donné entre parenthèse) :

- $p_T$  : 4.1 % ( $\sim 2.2$  %)
- $\phi$  :  $3.2 \cdot 10^{-3}$  rad ( $\sim 8 \cdot 10^{-5}$  rad)
- $\eta$  :  $3.3 \cdot 10^{-3}$  ( $\sim 3 \cdot 10^{-4}$ )

Dans la perspective d'une recherche de vertex déplacés produisant un électron et un muon, les *Tracker muons* seront donc utilisés pour identifier les traces des candidats muons dans le trajectographe. Ainsi que présenté dans le chapitre 6, il sera nécessaire d'appliquer des coupures de qualité supplémentaires sur ces traces afin de discriminer notre signal.

### 3.6.2 Électrons déplacés

Ainsi que présenté dans la section 3.3, deux approches distinctes sont possibles pour la reconstruction des électrons : *Tracker driven* ou *Ecal driven*. Cette dernière approche recherche la présence de coups dans les détecteurs à pixels à partir d'un dépôt calorimétrique. Elle est donc inadaptée à la reconstruction d'électrons déplacés, susceptibles d'être produits après la dernière couche de pixels. Seule l'approche *Tracker driven* est donc adéquate. Or, seuls les électrons reconstruits par l'algorithme de *Particle Flow* utilisent cette approche.

Cependant, lors de la reconstruction des électrons par l'algorithme de *Particle Flow*, les traces issues de la dernière itération de trajectographie, dont les graines sont formées de paires de coups dans les couches stéréo du TOB ou des TECs, ne sont pas utilisées. Deux raisons principales motivent ce choix. Il s'agit tout d'abord d'éviter qu'un photon converti tardivement dans le trajectographe ne soit reconstruit en tant que paire d'électron-positron. En effet, l'objectif de la reconstruction est de pouvoir déterminer quelles sont les particules produites immédiatement à la sortie du vertex d'interaction. De plus, il est également possible qu'un photon rayonné par un électron se convertisse. Dans ce cas, il se peut qu'un même électron soit reconstruit plusieurs fois : à partir de la trace de l'électron initial, mais également à partir des traces des électrons secondaires issus de la conversion.

Ainsi que le montre la figure 3.18, le rejet des traces de la dernière itération (itération 6) implique une perte d'efficacité majeure dans la reconstruction des électrons déplacés, dont les traces sont justement reconstruites en grande majorité par cette itération. La reconstruction standard de l'algorithme *Particle Flow* ne pourra donc pas être utilisée dans le cadre de notre analyse, et il convient de redéfinir notre propre identification d'électron.

#### Redéfinition de l'identification

Pour redéfinir une identification, on va tout d'abord considérer l'ensemble des traces reconstruites dans le trajectographe. On propage ensuite chacune de ces traces jusqu'à la surface du calorimètre électromagnétique. On recherche ensuite, parmi tous les *SuperClusters* reconstruits dans l'événement, celui dont la position moyenne pondérée par l'énergie est compatible avec la trace en question. La compatibilité est déterminée à l'aide du paramètre  $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$ , où  $\Delta\phi$  et  $\Delta\eta$  sont les différences entre les coordonnées  $\eta$  et  $\phi$  de la trace et du *SuperCluster* à la surface du calorimètre électromagnétique. Les événements Monte-Carlo d'électrons déplacés produits nous permettent de vérifier que cette façon de procéder reste pertinente dans cette topologie particulière. Ainsi, la

figure 3.20 montre la distribution en  $\Delta R$  obtenue. Lorsque plusieurs traces sont reconstruites et compatibles avec le *SuperCluster*, seule celle ayant le plus grand nombre de coups reconstruits est utilisée. Si ce nombre est identique pour deux traces, seule celle avec le meilleur  $\chi^2$  normalisé au nombre de degrés de liberté est utilisée.

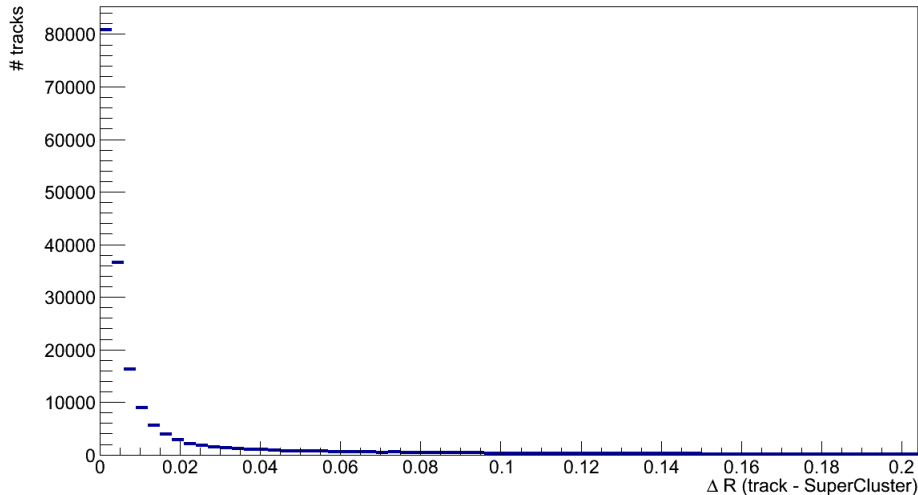


FIGURE 3.20 –  $\Delta R$  à la surface du calorimètre électromagnétique entre la position de la trace et la position du *SuperCluster* (position moyenne pondérée par l'énergie), pour des événements *Particle Gun* d'électrons déplacés.

Une fois qu'un *SuperCluster* a pu être associé à la trace, on applique des critères supplémentaires liés à la forme du dépôt calorimétrique, de façon à s'assurer que celui-ci est bien compatible avec celui d'un électron. L'ensemble des variables étudiées dans ce paragraphe sont employées dans la reconstruction standard des électrons, et seront par ailleurs utilisées pour l'identification des électrons dans l'analyse. Pour chacune des distributions montrées ici, la valeur de la coupure utilisée dans l'analyse est d'ailleurs matérialisée par une ligne en pointillés<sup>3</sup>.

La première variable,  $\sigma_{\eta\eta}$  est obtenue en sommant les rapports entre l'énergie de chacune des cellules composant le *SuperCluster* et l'énergie du *cluster* graine. Cette somme est pondérée par l'écart quadratique en  $\eta$  entre la cellule considérée et le centre de la graine :

$$\sigma_{\eta\eta} = \sum_i^{\text{Cellules}} (\eta_i - \eta_g)^2 \frac{E_i}{E_g} \quad (3.2)$$

où la somme est réalisée sur  $i$ , et  $\eta_g$  représente la coordonnée  $\eta$  du *cluster* graine. Elle permet de vérifier que le *SuperCluster* reconstruit est bien issu d'un électron et non d'une

3. Elles sont volontairement très relâchées, les valeurs choisies restant suffisantes pour rejeter au mieux le bruit de fond, tout en maximisant l'efficacité de sélection du signal.

association fortuite de plusieurs dépôts indépendants. La distribution en  $\sigma_{\eta\eta}$  obtenue à partir des événements de *Particle Gun* et d'une production Monte-Carlo QCD<sup>4</sup> servant de référence pour une première estimation de bruit de fond en vue de l'analyse, est présentée dans la figure 3.21, respectivement pour les *SuperClusters* reconstruits dans les bouchons du calorimètre, en haut, et dans le tonneau, en bas.

Une autre variable utile pour la discrimination du dépôt d'énergie d'un électron par rapport à un bruit de fond de type QCD, où un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique peut aussi être produit par un hadron chargé, est la variable  $H/E$ . Elle est calculée comme le rapport entre l'énergie de la tour du calorimètre hadronique située derrière la cellule graine du *SuperCluster*, et l'énergie totale du *SuperCluster*. Les distributions obtenues pour les échantillons Monte-Carlo de QCD et d'électron déplacés sont présentées dans la figure 3.22.

La dernière variable qui sera utilisée pour l'identification des électrons est connue sous la dénomination  $r9$ , et est calculée comme l'énergie totale mesurée à l'intérieur d'une zone de  $3 \times 3$  cellules calorimétriques autour de la cellule graine du *SuperCluster*, divisée par l'énergie totale du *SuperCluster*. Cette variable est également caractéristique de la forme du dépôt d'énergie laissé par un électron (ou un photon). Les distributions obtenues sont présentées dans la figure 3.23.

Afin de contrôler la stabilité de la qualité des traces d'électrons déplacés reconstruites par l'algorithme CTF, les résolutions moyennes avec les résolutions obtenues pour des traces d'électrons *Particle Gun* de 100 GeV produits à partir du point (0, 0, 0), reconstruites dans le tonneau du trajectographe à l'aide de l'algorithme CTF [31]. Cette comparaison est effectuée après application de l'ensemble des différentes coupures utilisées dans l'analyse (y compris celles sur  $\sigma_{\eta\eta}$ ,  $H/E$  et  $r9$ ) et présentées dans le chapitre 6. Pour les variables :  $p_T$ ,  $\phi$  et  $\eta$ , on a :

- $p_T$  : 6.7 %
- $\phi$  :  $5.6 \cdot 10^{-3}$  rad
- $\eta$  :  $4.8 \cdot 10^{-3}$

Cette étude nous permet donc d'identifier les variables discriminantes pour l'identification d'électron déplacés par rapport à un bruit de fond de type QCD. Il serait envisageable d'utiliser ces résultats, pour différentes énergies, afin de définir une identification des électrons et des muons adaptée au signal supersymétrique recherché. Cependant, il a semblé plus pertinent de définir les critères d'identification directement des événements simulés de signal, présentés dans le chapitre 6, et pour lesquels la présence des événements d'emplacement est prise en compte.

---

4. 11 échantillons de type `/QCD_Pt-XtoY_TuneZ2star_8TeV_pythia6/Summer12_DR53X-PU_S10_START53_V7A-v1` ont été utilisés, pour lesquels le jet de plus grand  $p_T$  est compris dans un intervalle défini par X et Y. L'ensemble des intervalles couvrent toutes les valeurs entre 15 et 1400 GeV.

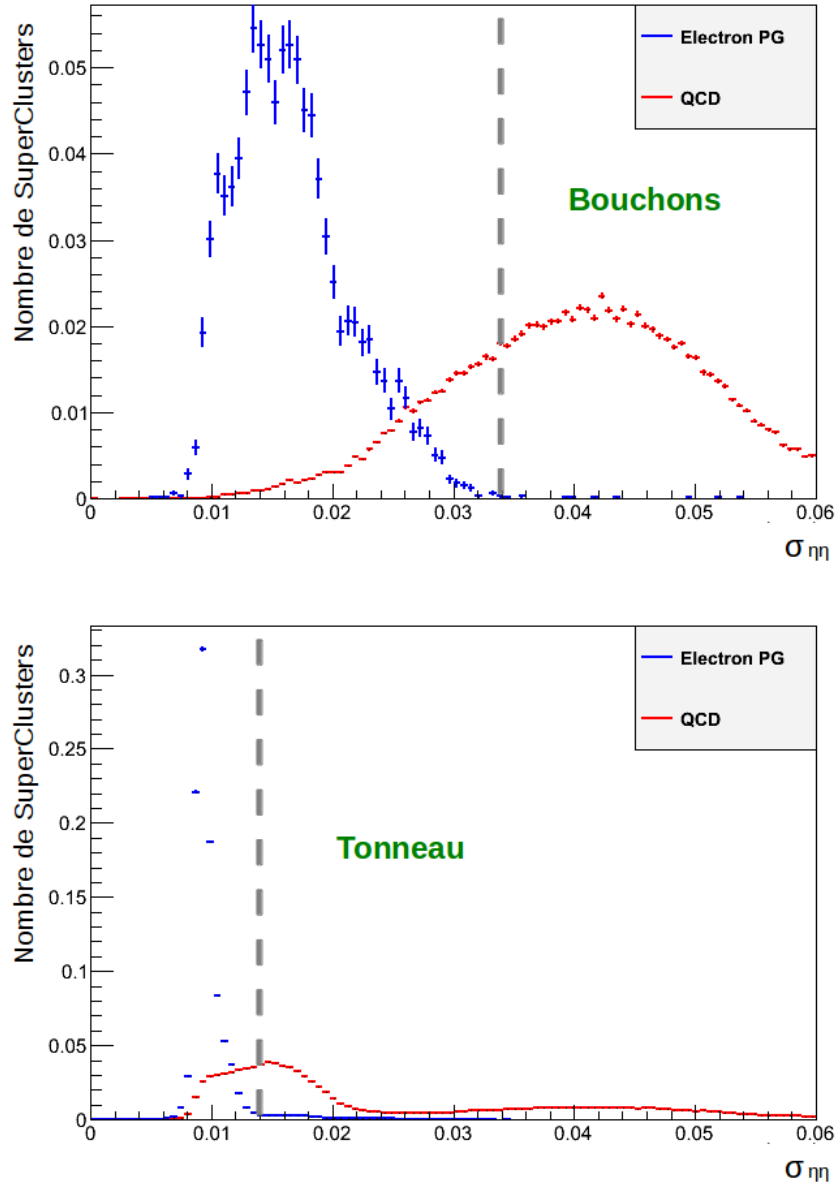


FIGURE 3.21 – Distribution  $\sigma_{\eta\eta}$  pour des des *SuperClusters* ayant été associés à une trace et reconstruits dans les bouchons du calorimètre (en haut) et dans le tonneau (en bas), pour des événements Monte-Carlo d'électrons déplacés (en bleu) et de QCD (en rouge). Les distributions sont normalisées à 1.

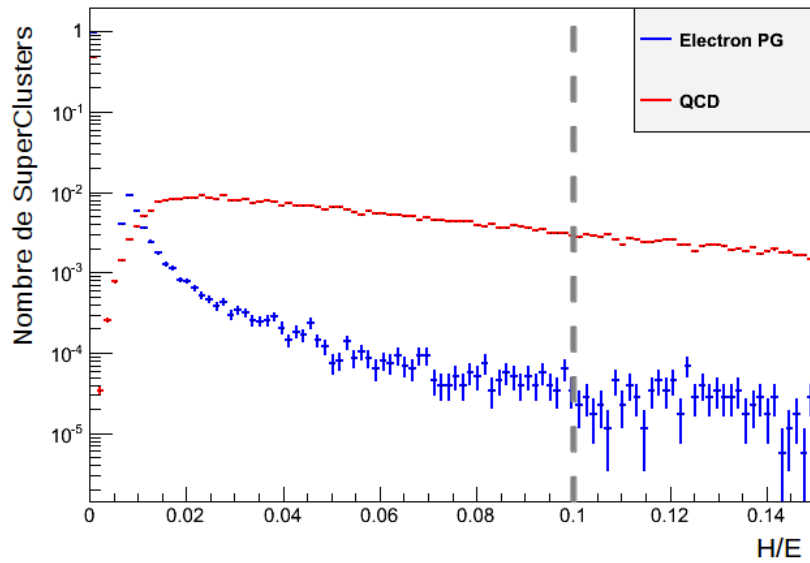


FIGURE 3.22 – Distribution en  $H/E$  pour des des *SuperClusters* ayant été associés à une trace, dans des événements Monte-Carlo d'électrons déplacés (en bleu) et de QCD (en rouge). Les distributions sont normalisées à 1.

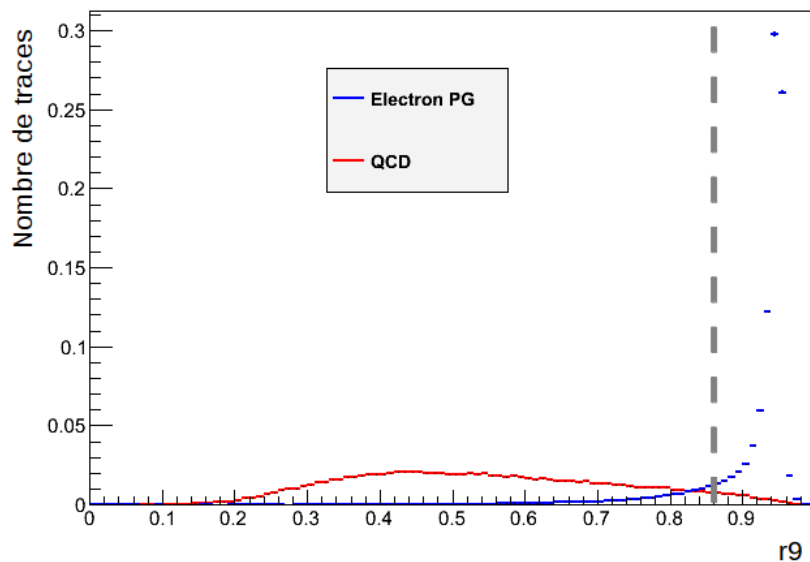


FIGURE 3.23 – Distribution de la variable  $r9$  pour des des *SuperClusters* ayant été associés à une trace, dans des événements Monte-Carlo d'électrons déplacés (en bleu) et de QCD (en rouge). Les distributions sont normalisées à 1.



## Modification de la reconstruction standard

Une autre solution envisagée aurait été de procéder à une modification de la reconstruction standard des électrons. En effet, cette solution présenterait un double avantage. Elle permettrait tout d'abord de bénéficier pour les électrons déplacés d'une identification optimisée, tirant partie de la sélection définie pour les électrons reconstruits au sein de l'algorithme de *Particle Flow*. D'autre part, une telle modification aurait un impact sur l'ensemble des analyses de physique utilisant des électrons déplacés au sein de CMS, en résolvant les difficultés liées à leur identification.

Cette solution a fait l'objet d'un travail d'investigation de trois mois. À l'issue de cette étude préliminaire, et malgré des résultats prometteurs, le choix a été fait de ne pas mener cette modification à son terme, pour des raisons de temps. La solution d'identification présentée dans le paragraphe précédent a donc finalement été privilégiée.

La première partie de ce travail a consisté à définir la meilleure solution pour le stockage de ces « nouveaux » électrons dans les données RECO et AOD. Le choix a été fait de les inclure directement dans la collection contenant l'ensemble des autres électrons, assorti d'une option permettant à l'utilisateur de continuer à utiliser l'ancienne configuration.

Il s'agissait ensuite de tester la nouvelle configuration, dans un premier temps à l'aide d'événements Monte-Carlo (notamment *Particle Gun*), et étudier l'évolution du taux de faux électrons et d'électrons dits « dupliqués », à savoir le cas où un seul électron initial donne lieu à la reconstruction de plusieurs électrons suite à des réactions d'émission et de conversion de photons.

Pour éviter ce type de phénomènes, une procédure dite de « nettoyage », ou « *cleaning* », propres aux traces d'électrons, existe d'ores et déjà. Des tests ont permis de contrôler la stabilité des performances de cet algorithme après inclusion des traces déplacées. Des événements *Particle Gun* contenant deux électrons issus du point (0, 0, 0) ont été produits, afin de tester dans un premier temps l'effet dans le cas d'électrons provenant du vertex primaire.

J'ai ensuite procédé en reconstruisant ces événements deux fois, dans deux configurations distinctes. Une première reconstruction effectuée avec la configuration standard, la seconde en autorisant l'inclusion des traces déplacées dans la reconstruction des électrons. Les résultats obtenus ont ensuite été comparés. Le taux d'événements contenant des électrons dupliqués, définis comme le taux d'événements pour lesquels plus de deux électrons ont été reconstruits par l'algorithme de *Particle Flow*, passe de 4/40000 dans le cas standard à 16/40000 après inclusion des traces déplacées. On en conclut que l'algorithme de nettoyage conserve donc une très bonne efficacité.

Les étapes suivantes de ce travail consisteraient en la réalisation de tests pour des événements avec un taux d'occupation réaliste, et prenant en compte les événements d'empilement, ainsi que l'estimation de l'évolution du taux de faux électrons à l'aide d'événements simulés de type QCD. L'efficacité de reconstruction des électrons déplacés dans cette nouvelle configuration devrait enfin être évaluée à l'aide d'événements contenant des électrons déplacés produits par l'outil *Particle Gun*. De par le caractère très technique de ce travail, et du fait qu'il n'ait finalement pas abouti à un résultat utilisé dans cette thèse, les résultats préliminaires obtenus ne sont pas montrés dans ce manuscrit.

## 3.7 Conclusion

La reconstruction des électrons et des muons dans le détecteur CMS a été présentée, ainsi que les limites de cette reconstruction standard dans le cas d'électrons et de muons issus d'un vertex déplacé. Ces limites nous contraignent à définir nos propres critères d'identification des leptons dans l'optique de la recherche de nouvelle physique menée dans cette thèse.

Les deux stratégies d'identification choisies (association d'une trace avec un *Super-Cluster* et *Tracker Muon*), sont basées sur la reconstruction d'une trace dans le trajectographe. Les performances de ce dernier représentent donc un enjeu crucial en vue de l'analyse de physique réalisée. Le chapitre suivant s'intéresse à l'alignement du trajectographe, et présente l'outil de validation développé au cours de mon travail de thèse.



# Chapitre 4

## Validation de l’alignement du trajectographe à l’aide des électrons

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>L’alignement du trajectographe</b>	<b>80</b>
4.1.1	Nécessité	80
4.1.2	Alignement par lasers	81
4.1.3	Alignement basé sur les traces	82
<b>4.2</b>	<b>Les Weak Modes</b>	<b>84</b>
4.2.1	Présentation	84
4.2.2	Weak modes affectant la mesure de l’impulsion	87
<b>4.3</b>	<b>Un outil de validation de l’alignement à l’aide des électrons</b>	<b>88</b>
4.3.1	Principe	89
4.3.2	Choix des électrons	92
4.3.3	Identification des électrons et sélection des traces	92
4.3.4	Calcul des amplitudes de Rotation de Couches et de Torsion	98
4.3.5	Résultats sur des événements Monte-Carlo	100
4.3.6	Résultats sur les données 2012	109
<b>4.4</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>116</b>

---

La qualité des mesures délivrées par le trajectographe dépend en premier lieu des performances des détecteurs silicium qui le composent, mais également des algorithmes de reconstruction des traces, qui permettent de relier entre elles les informations provenant de l'ensemble des modules de détection. Pour que ces derniers puissent fonctionner efficacement, la position de l'ensemble des modules doit être connue avec la plus grande précision possible. C'est l'objectif que se donne l'alignement du trajectographe.

Dans une première partie, la nécessité de l'alignement du trajectographe de CMS sera mise en évidence, puis les différentes techniques utilisées par CMS seront décrites : les mesures directes, par un système de lasers, puis la méthode d'alignement basée sur les traces, à l'aide d'algorithmes de minimisation.

Dans un second temps, certaines déformations globales, connues sous le nom de « *Weak Modes* », et présentant la particularité d'être indétectables par les méthodes classiques d'alignement, seront présentées.

La troisième partie sera enfin dédiée à la description de l'outil de validation développé dans cette thèse, et dont le but est la détection de certains types de *Weak Modes* à partir du biais induit sur l'impulsion transverse des électrons. Le principe de l'outil sera présenté, puis la sélection de traces d'électrons adaptées à son fonctionnement sera détaillée. Pour finir, les résultats obtenus sur des événements Monte-Carlo et les données prises en 2012 sont montrés.

## 4.1 L'alignement du trajectographe

### 4.1.1 Nécessité

De façon à tirer pleinement profit de la résolution intrinsèque des détecteurs silicium sur la position d'un coup, de l'ordre de la dizaine de micromètres, il est nécessaire de connaître avec précision les positions de l'ensemble des modules de détection qui composent le trajectographe de CMS. Ces positions ne sont pas exactement conformes à celles prévues par le design du détecteur. Les différences qui peuvent exister entre la position attendue et la position réelle d'un module sont appelées *désalignements*. Le terme *géométrie* est employé pour faire référence aux positions de l'ensemble des modules à un instant donné.

Certains désalignements existent depuis la création du détecteur. Ils apparaissent au moment même de la conception des différents modules, puis lors de leur assemblage au sein des différentes structures du trajectographe. Mais d'autres désalignements apparaissent aussi au cours du temps. En effet, une fois le trajectographe assemblé, les positions des modules sont susceptibles d'évoluer. Plusieurs effets peuvent être responsables de cette évolution : le poids du détecteur qui pèse sur les structures, les déformations thermiques dues aux variations de températures, ou l'influence du champ magnétique.

L'alignement du trajectographe s'apparente à une calibration dont le but est de déterminer, à chaque instant, les positions réelles des modules, de façon à en tenir compte dans la reconstruction des traces. Deux procédures complémentaires sont utilisées pour l'alignement du trajectographe de CMS. L'une consiste en une mesure directe des positions relatives des grandes structures du trajectographe, par un système de lasers. L'autre, qualifiée de « *Track Based* », utilise les informations issues de la reconstruction des traces pour retrouver les positions des modules grâce à des algorithmes de minimisation. Ces deux techniques sont décrites dans les sections suivantes. Un exemple de l'impact de

l'alignement sur les performances du trajectographe est donné dans la figure 4.1 [54]. La résolution en impulsion transverse pour des muons de 100 GeV y est présentée pour différentes « qualités d'alignement ». Les différentes courbes sont obtenues à partir de muons simulés, reconstruits à l'aide d'une simulation du détecteur CMS dans laquelle les modules sont aléatoirement désalignés, avec une amplitude comprise dans l'intervalle de précision attendu pour les différentes techniques.

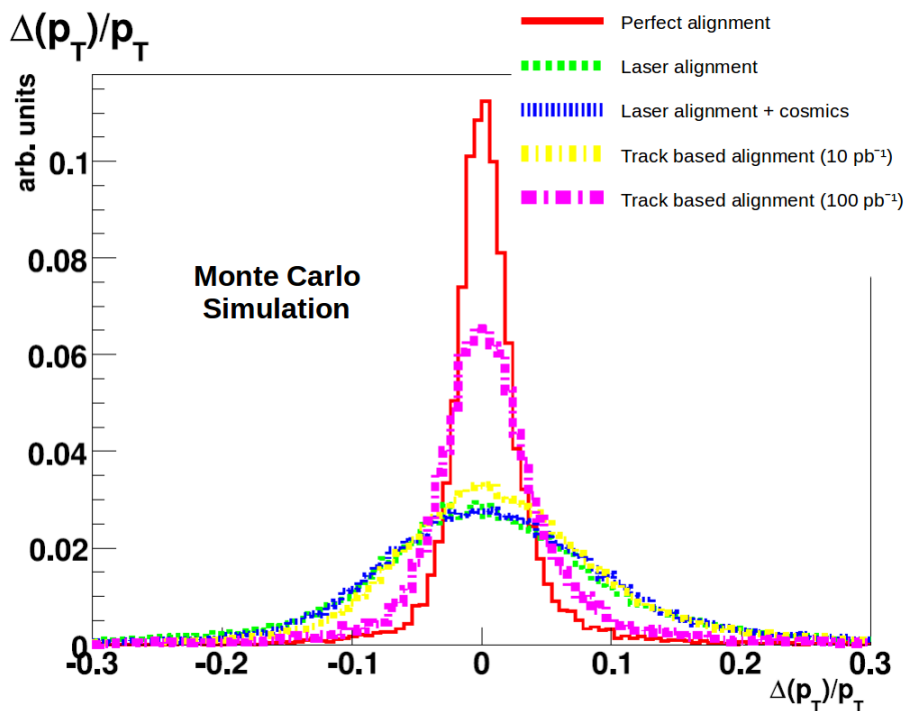


FIGURE 4.1 – Résolutions en impulsion transverse pour des muons de 100 GeV obtenues par simulation Monte-Carlo, pour un alignement parfait (en rouge), puis après différentes procédures d'alignement à l'aide de lasers ou des informations issues des traces pour deux quantités de données différentes.

### 4.1.2 Alignement par lasers

Le but de l'alignement par laser (*Laser Alignment System, LAS*) est de détecter et de quantifier d'éventuelles variations dans les positions de certaines sous-structures du trajectographe. Ainsi, il permet un contrôle en temps réel (temps de réponse de l'ordre de la minute) de l'alignement relatif des disques des bouchons TEC les uns par rapport aux autres, ainsi que les positions relatives des TIB, TOB, et TEC. La précision atteinte est inférieure à 10  $\mu\text{m}$ . Il fournit également une mesure de la position absolue de ces structures avec une précision proche de 50  $\mu\text{m}$  [55].

Les lasers utilisés émettent dans l'infrarouge proche ( $\lambda = 1075 \text{ nm}$ ), une longueur d'onde pour laquelle le silicium est semi-transparent. Ils sont distribués dans le trajectographe par un réseau de fibres optiques. Dans le plan transverse, ils sont répartis de

façon régulière selon la coordonnée  $\phi$ . Huit faisceaux connectent ainsi les deux bouchons TEC avant et arrière ainsi que le TIB et le TOB. Deux systèmes distincts de huit faisceaux supplémentaires sont dédiés à l’alignement des différents disques des deux bouchons TEC, à l’avant et à l’arrière. L’ensemble du système est monté sur une structure mécanique indépendante de celle qui supporte le trajectographe. La répartition des différents faisceaux lasers est illustrée dans la figure 4.2 [56].

En traversant les détecteurs à micropistes, les lasers vont induire un signal détectable. La mesure ainsi obtenue permet de retrouver la position du module, et par extension la position de la structure à laquelle il est rattaché. Seuls 434 modules sont traversés par les lasers, d’où l’impossibilité d’aligner l’ensemble des modules à l’aide de ce système.

Dans le TEC, de façon à permettre la propagation du faisceau au travers des différentes couches de détection, les plaques métalliques servant de support aux modules sont percées de trous aux endroits prévus pour le passage des lasers. De plus, les capteurs silicium concernés sont polis et traités de façon à minimiser leur facteur de réflexion. Entre le TIB et le TOB, des miroirs semi-transparent permettent de rediriger une partie du faisceau incident vers les modules choisis.

L’alignement par lasers a vocation de fournir une information sur d’éventuelles modifications de la position de larges structures. Cette information est par la suite prise en compte en tant que contraintes dans les algorithmes d’alignement basés sur les traces, décrits dans le paragraphe suivant.

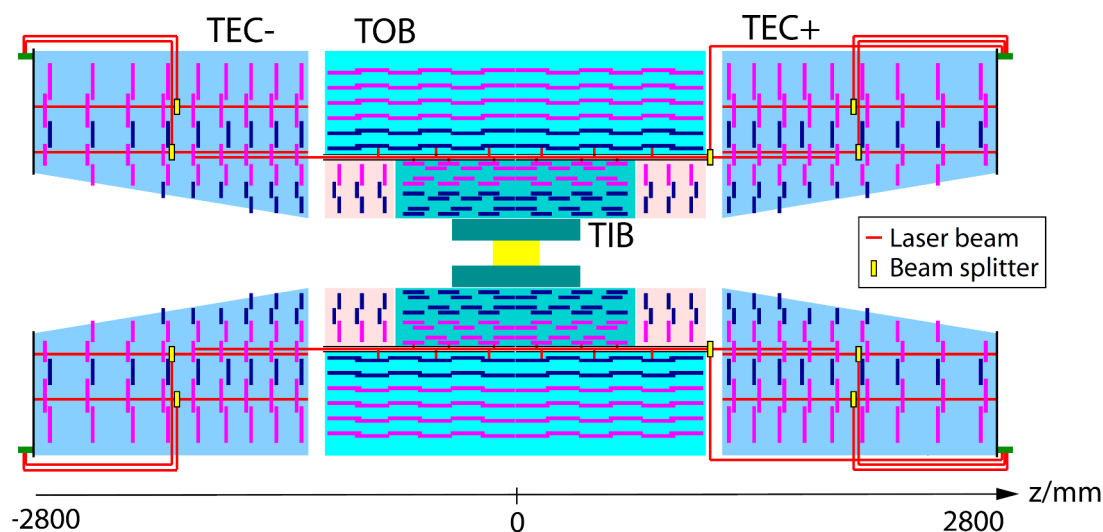


FIGURE 4.2 – Coupe transverse du tracker de CMS montrant la répartition des principaux composants du système d’alignement par laser.

### 4.1.3 Alignement basé sur les traces

La principale limitation du système d’alignement par laser vient du fait qu’il ne permet pas d’aligner individuellement l’ensemble des modules. Une procédure d’alignement

complémentaire est donc nécessaire, qui utilise les informations issues des traces reconstruites.

Comme décrit dans le chapitre précédent, la mesure du passage d'une particule chargée dans le trajectographe, la trace, est une estimation de la trajectoire *réelle*. Elle est obtenue après un ajustement par rapport à une collection de coups. Sur une couche de détection donnée, la position estimée de la trace ne correspond pas nécessairement avec exactitude à la position du coup reconstruit. L'écart entre ces deux positions définit ce que l'on appelle un *résidu*. Une trace reconstruite correspond à l'estimation de trajectoire qui minimise la somme des résidus pour une collection de coups donnée, ce qui consiste en une minimisation d'une fonction  $\chi^2$ .

Si un module n'est pas correctement aligné, c'est à dire si sa position supposée n'est pas conforme à sa position réelle, cela aura pour effet de dégrader le  $\chi^2$  des traces dont l'un des coups est mesuré par ce module. En effet, à la surface de ce module, l'écart entre la position de la trace et la position du coup sera accru. Dans le cas général, la présence d'un désalignement va induire une augmentation de la somme des résidus d'une trace. Cet effet est illustré dans la figure 4.3, dans le cas d'un trajectographe simplifié en deux dimensions.

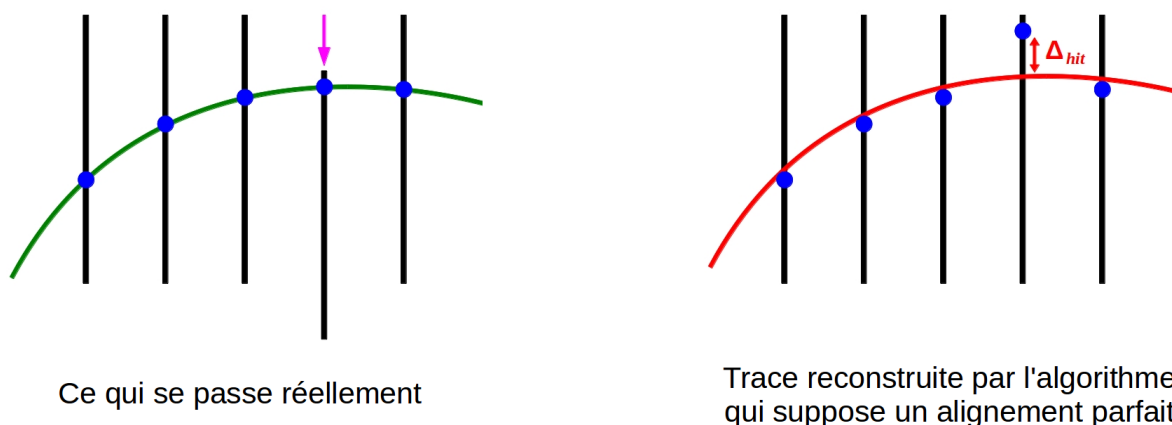


FIGURE 4.3 – Illustration de l'effet du désalignement d'un module sur la reconstruction d'une trace pour le cas simplifié d'un trajectographe en deux dimensions. À gauche, une particule chargée traverse les différents plans de détection et aboutit à la reconstruction de coups (en bleu). À droite, le désalignement existant n'est pas encore connu, et, sur les surface de détection, les positions de la trace reconstruite (en rouge) diffèrent des positions des coups. Ces écarts sont appelés résidus.

À partir de ces informations, et en utilisant un grand nombre de traces, les paramètres d'alignement, à savoir la position réelle des différents modules, vont pouvoir être estimés. La difficulté majeure de cette procédure provient du nombre de paramètres. Il faut en effet déterminer les 6 paramètres d'alignement (3 rotations et 3 translations) de chacun des 16588 modules (pixels et micropistes) du trajectographe, soit approximativement  $10^5$  paramètres [55]. Pour ce faire, CMS utilise des algorithmes dédiés qui, selon la méthode



des moindres carrés, vont effectuer une minimisation d’une somme quadratique de résidus pour un grand nombre de traces. La fonction à minimiser dépend des paramètres de l’alignement, notés  $\mathbf{p}$  (une matrice  $6 \times 16588$ ), et des paramètres des traces, notés  $\mathbf{q}_j$  (5 paramètres par trace) :

$$\chi^2(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = \sum_j^{\text{Traces}} \sum_i^{\text{Coups}} \left( \frac{m_{ij} - f_{ij}(\mathbf{p}, \mathbf{q}_j)}{\sigma_{ij}} \right)^2 \quad (4.1)$$

où  $m_{ij}$  représente la position du coup reconstruit sur la surface du module du coup  $i$  de la trace  $j$  avec l’incertitude  $\sigma_{ij}$  associée, et  $f_{ij}$  est la position de la trace à la surface du module, qui dépend des paramètres de la trace ( $\mathbf{q}_j$ ) et de l’alignement ( $\mathbf{p}$ ). L’algorithme débute avec un jeu de paramètres d’alignement initiaux  $\mathbf{p}_0$ , défini à partir des informations issus de l’alignement par lasers, et des précédents résultats d’alignement basé sur les traces.

Un ajustement simultané est effectué à partir de plusieurs millions de traces, par un algorithme itératif : Millipede-II [57]. La structure particulière de l’équation à résoudre permet de la réduire à un système d’équations ayant pour seules inconnues les paramètres d’alignement. Un premier jeu de paramètres d’alignement est calculé, à partir duquel on va mettre à jour les positions des modules. Une nouvelle reconstruction des traces est effectuée en prenant en compte cette nouvelle géométrie. Le même calcul est ensuite répété. L’algorithme s’arrête lorsqu’un critère de convergence est atteint [58]. Les positions des modules sont déterminées avec une précision comprise entre 1 et 10  $\mu\text{m}$ .

## 4.2 Les Weak Modes

### 4.2.1 Présentation

Il existe certaines déformations globales du trajectographe, qui affectent l’ensemble des modules de façon cohérente, et n’impactent pas le  $\chi^2$  des traces issues du vertex primaire. Les sommes de résidus ne sont donc pas affectées, et la pertinence de l’alignement basé sur les traces est limitée. Le terme *Weak Modes* est employé pour désigner ce type de déformations. Une illustration de ce principe est donnée dans la figure 4.4.

Les déformations de types *Weak Modes* peuvent affecter la géométrie du trajectographe par des variations des positions des modules selon trois coordonnées : la coordonnée radiale  $r$ , la coordonnée longitudinale  $z$ , et la coordonnée azimutale  $\phi$ . L’ensemble des *Weak Modes* susceptibles d’affecter le trajectographe de CMS sont présentés dans la figure 4.5. L’outil développé dans cette thèse s’attache à la détection de déformations de la coordonnée  $\phi$ .

Plusieurs raisons peuvent être à l’origine de l’apparition de ces déformations. Elles peuvent être d’origines mécanique, comme dans le cas d’un léger affaissement provoqué par le poids du détecteur. Mais elles peuvent également être introduites suites à l’estimation des positions de l’ensemble des modules par les algorithmes d’alignement. En effet, une dégénérescence peut exister dans le jeu des paramètres d’alignement qui minimise

## Rotation de Couches

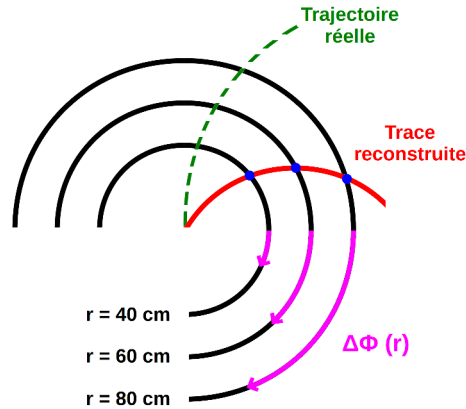


FIGURE 4.4 – Illustration de l’impact d’une déformation dite de « Rotation de Couches » sur la reconstruction d’une trace. Malgré la déformation, une trace peut être correctement reconstruite (en rouge), et parfaitement compatible avec l’ensemble des coups reconstruits (en bleu), ce qui rend une telle déformation invisible pour les algorithmes de l’alignement basé sur les traces. La trace obtenue n’est pourtant pas conforme à la trajectoire réelle de la particule chargée (en vert).

la somme des résidus présentée dans la section précédente. En conséquence, le calcul de ces paramètres peut ainsi aboutir à une solution pour laquelle le  $\chi^2$  de chaque trace est effectivement réduit, bien que les positions de l’ensemble des modules soient erronées.

Plusieurs solutions sont envisageables pour la détection de telles déformations. Elles reposent sur l’obtention d’informations supplémentaires permettant l’application de contraintes. Ces contraintes peuvent être obtenues par l’utilisation de topologies d’événement bien particulières, ou dérivées de la cinématique d’une réaction connue :

- Utilisation de traces produites par des muons cosmiques, permettant de briser la symétrie cylindrique existante pour des particules issues de la région de collision.
- Utilisation de traces *droites*, reconstruites en l’absence de champ magnétique.
- Contraintes dérivées de la position d’un vertex commun à plusieurs traces.
- Contraintes dérivées de la masse invariante calculée à partir de traces issues de la désintégration d’une particule résonante.
- Utilisation de mesures externes (calorimètres, spectromètre à muons).

Certains *Weak Modes* peuvent ainsi être très précisément détectés. Il existe néanmoins des *Weak Modes* pour lesquels ces informations demeurent insuffisantes, et dont la détection nécessite le développement de méthodes dédiées.

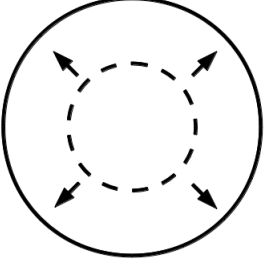
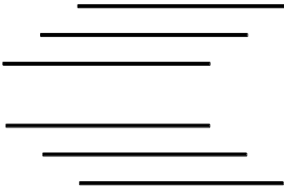
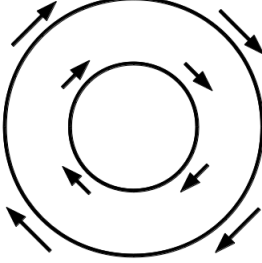
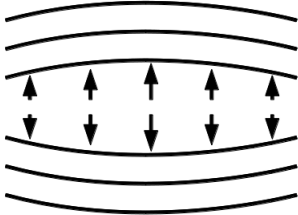
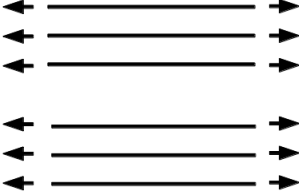

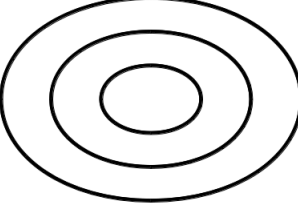
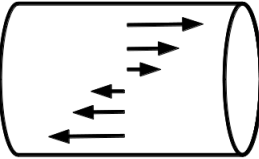
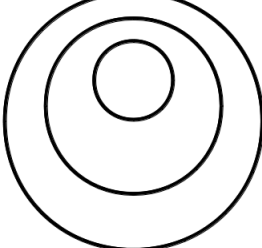
<p style="text-align: center;"><b>Radial</b></p>  <p style="text-align: center;"><math>\Delta r = c_1 r</math></p>	<p style="text-align: center;"><b>Telescopique</b></p>  <p style="text-align: center;"><math>\Delta z = c_1 r</math></p>	<p style="text-align: center;"><b>Rotation de couches</b></p>  <p style="text-align: center;"><math>\Delta \Phi = c_1 + c_2 r</math></p>
<p style="text-align: center;"><b>Courbure</b></p>  <p style="text-align: center;"><math>\Delta r = c_1 + c_2 z</math></p>	<p style="text-align: center;"><b>Expansion en z</b></p>  <p style="text-align: center;"><math>\Delta z = c_1 z</math></p>	<p style="text-align: center;"><b>Torsion</b></p>  <p style="text-align: center;"><math>\Delta \Phi = c_1 z</math></p>
<p style="text-align: center;"><b>Elliptique</b></p>  <p style="text-align: center;"><math>\Delta r = r ( 1 - c_1 \cos 2\Phi )</math></p>	<p style="text-align: center;"><b>Inclinaison</b></p>  <p style="text-align: center;"><math>\Delta z = c_1 \cos \Phi</math></p>	<p style="text-align: center;"><b>Sagittal</b></p>  <p style="text-align: center;"><math>\Delta y = c_1 r</math> ( ou <math>\Delta x = c_1 r</math> )</p>

FIGURE 4.5 – Tableau récapitulatif de l'ensemble des *Weak Modes* du trajectographe de CMS, assortis d'illustrations schématiques dans le plan transverse ou longitudinal, ainsi que de la formule correspondante, où les termes  $c_1$  et  $c_2$  sont des constantes. La colonne de droite présente les déformations de type  $\Delta\phi$ , susceptibles d'introduire un biais systématique dans la mesure de l'impulsion transverse des traces reconstruites.

## 4.2.2 Weak modes affectant la mesure de l'impulsion

Certain *Weak Modes* se caractérisent par l'introduction d'un biais systématique dans la mesure de l'impulsion transverse donnée par le trajectographe, en affectant l'estimation du rayon de courbure des traces, à partir duquel les impulsions transverses sont déterminées. C'est en particulier le cas de déformations correspondant à des rotations d'un ensemble de modules par un angle  $\Delta\phi$  dans le plan transverse.

### Rotation de couches

La déformation dite de « Rotation de Couches » (ou « *Curl* ») consiste en une rotation des cylindres du tonneau et des disques des bouchons autour de l'axe du faisceau. L'amplitude de ces rotations dépend linéairement du rayon de la couche de détection considérée. Ainsi, ce Weak Mode est paramétré par  $\Delta\phi(r) = r \times c_{curl}$ , où  $r$  est exprimé en cm et la constante  $c_{curl}$ , à déterminer, est exprimée en rad/cm. Une illustration graphique est présentée sur la figure 4.4.

Une Rotation de Couches peut être intégralement retrouvée à l'aide des données cosmiques. Cependant, les études utilisant les muons cosmiques ont besoin de prises de données spécialement consacrées, hors des périodes de collisions proton-proton. L'outil développé renforce les capacités de détection de cette déformation, en permettant sa mise en évidence et sa quantification à l'aide des données issues des collisions.

### Torsion

La déformation dite de « Torsion » (ou « *Twist* ») consiste en une rotation de l'ensemble des modules autour de l'axe du faisceau, avec une amplitude qui dépend de leur coordonnée longitudinale,  $z$ . Une Torsion est ainsi paramétrée par  $\Delta\phi(z) = z \times c_{twist}$ , où  $z$  est exprimé en cm et la constante  $c_{twist}$ , à déterminer, est exprimée en rad/cm. Une illustration graphique est présentée sur la figure 4.6.

Les données cosmiques ne permettent de retrouver cette déformation que partiellement. L'outil de validation développé se révèle donc indispensable pour la détection de ce Weak Mode.

### Sagittal

Une déformation dite « Sagittale » peut être interprétée comme un affaissement des différentes couches du trajectographe, avec une amplitude dépendante de  $r$ . Elle est paramétrée par :  $\Delta y(r) = c_{sagitta} \times r$ , où  $\Delta y$  décrit une translation de l'ensemble des modules de la couche de coordonnée radiale  $r$ . La constante  $c_{sagitta}$  est exprimée sans unités. Bien qu'il ne consiste pas en une modification explicite de la coordonnée  $\phi$  des modules, ce *Weak Mode* biaise la mesure de l'impulsion transverse en modifiant l'espace entre les couches de détection. Par exemple, dans le cas où deux couches de détection successives se trouvent rapprochées l'une de l'autre, l'écart entre les coordonnées  $\phi$  des deux coups produits par le passage d'une particule d'impulsion transverse donnée sera réduit. C'est l'inverse dans le cas où les couches sont éloignées.

L'utilisation d'événement où un boson  $Z^0$  se désintègre en une paire de muons permet de mettre en évidence la présence d'une telle déformation. En effet, la masse invariante

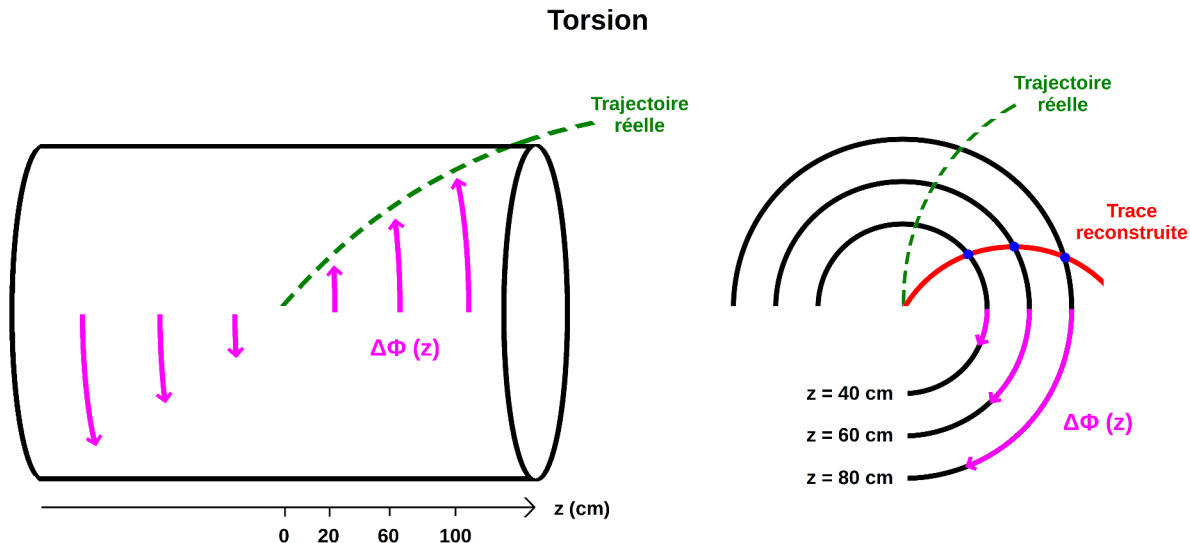


FIGURE 4.6 – Illustration d’une déformation de type Torsion sur le trajectographe de CMS.

évaluée en fonction de la coordonnée  $\phi$  du quadri-vecteur construit à partir des deux muons laisse observer une dépendance sinusoïdale. Une telle déformation fut d’ailleurs observée dans les données prises en 2011 [59], et résolue grâce à l’application de poids sur les événements  $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$  lors de la procédure d’alignement.

### 4.3 Un outil de validation de l’alignement à l’aide des électrons

En raison de la possible présence de ces déformations de type *Weak Modes*, qui peuvent persister après la procédure d’alignement basée sur les traces ou être introduits par cette procédure, il est nécessaire de disposer d’outils permettant de contrôler qu’aucune déformation globale ne subsiste dans le trajectographe. C’est en ce sens que sont développés des outils de validation de l’alignement du trajectographe.

L’outil développé au cours de ce travail de thèse est dédié à la détection et la quantification de *Weak Modes* introduisant un biais systématique dans la mesure de l’impulsion transverse obtenue à partir du trajectographe, grâce à l’utilisation de traces d’électrons. Il s’appuie sur une méthode précédemment développée pour un outil poursuivant un but similaire, mais utilisant des traces issues de pions chargés [60].

Dans un premier temps, le principe de fonctionnement l’outil sera décrit. Le choix de l’utilisation d’électrons, ainsi que la sélection d’événements qui en résulte seront détaillés. Enfin, les résultats obtenus à partir de simulations Monte-Carlo et des données prises en 2012 seront présentés.

### 4.3.1 Principe

Comme expliqué dans le chapitre précédent, l'impulsion transverse des particules chargées est estimée à partir du rayon de courbure de la trace reconstruite dans le trajectographe. Si cette impulsion transverse est exprimée en GeV/c, elle est liée au rayon de courbure par la relation :

$$R [m] = \frac{p_T [GeV]}{0.3 q [e] B_z [T]} = q [e] \cdot \frac{p_T [GeV]}{1.14} \quad (4.2)$$

où  $B_z = 3.8$  T, et  $q$  est la charge électrique de la particule.

En présence d'une Rotation de Couche, ou d'une Torsion, le rayon de courbure de la trace reconstruite, et donc l'estimation de l'impulsion transverse, est biaisé. Or, le sens de ce biais dépend du sens de courbure de la trajectoire, donc de la charge de la particule considérée, négative ou positive. Pour une déformation donnée, une particule verra son impulsion transverse sous-estimée, ou sur-estimée, en fonction du signe de sa charge. Cet effet est illustré graphiquement sur la figure 4.7.

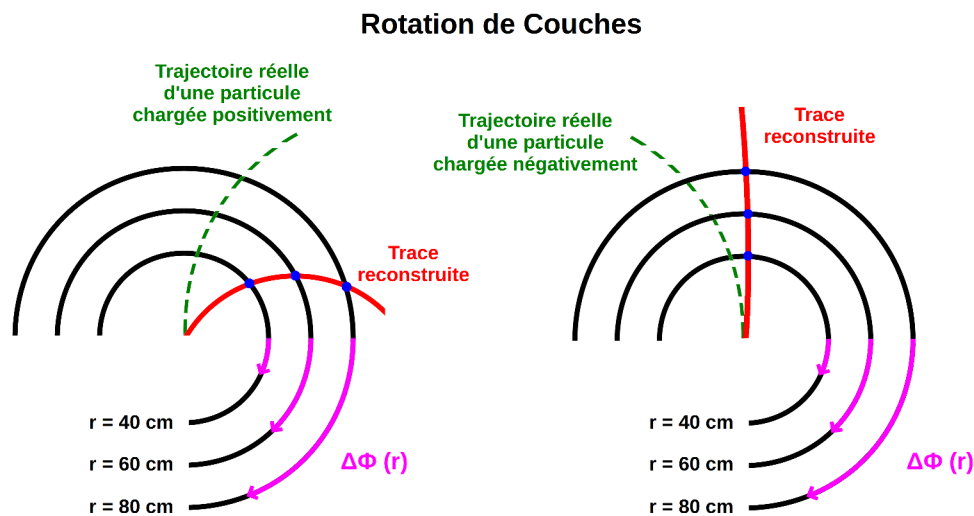


FIGURE 4.7 – Illustration de l'effet d'une Rotation de Couche sur la reconstruction des traces de deux particules ayant la même impulsion transverse réelle, mais des charges opposées. La particule chargée positivement apparaît ici plus courbée, son impulsion transverse est sous-estimée. C'est l'inverse pour la particule chargée négativement.

Grâce à cet effet, il est possible d'arriver à une expression analytique de l'amplitude du désalignement  $\Delta \phi(r)$  (ou  $\Delta \phi(z)$ ) pour une valeur de  $r$  (ou de  $z$ ) donnée. Pour une trace issue d'un vertex situé dans la région d'interaction, on note  $\Phi(p_T, r)$  l'angle entre la direction initiale de la trace, et sa direction à une distance  $r$  de l'origine. Cette quantité

est représentée graphiquement sur la figure 4.8.

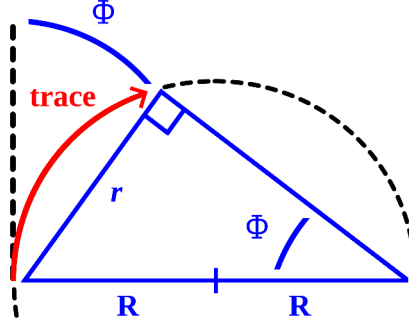


FIGURE 4.8 – Définition de la variable  $\Phi$ , à une distance  $r$  de l'origine de la trace.  $R$  représente le rayon de courbure.

Si l'on se place dans le cas d'un trajectographe parfaitement aligné, et que l'on considère deux particules ayant la même impulsion transverse *réelle*, mais des charges opposées, on a :

$$|\Phi_{real}^+| = |\Phi_{real}^-| = \arcsin\left(\frac{r}{2R}\right) = \arcsin\left(\frac{0.57r}{p_{T real}}\right) \quad (4.3)$$

En présence d'un désalignement  $\Delta\phi$ , ces deux angles sont biaisés, et la valeur mesurée diffère de la valeur réelle :

$$|\Phi_{measured}^+| = |\Phi_{real}^+| + \Delta\phi = \arcsin\left(\frac{0.57r}{p_{T measured}^+}\right) \quad (4.4)$$

$$|\Phi_{measured}^-| = |\Phi_{real}^-| - \Delta\phi = \arcsin\left(\frac{0.57r}{p_{T measured}^-}\right) \quad (4.5)$$

Et en soustrayant ces deux équations l'une à l'autre, on obtient finalement :

$$\Delta\phi = \frac{1}{2} \left( \arcsin\left(\frac{0.57r}{p_{T measured}^+}\right) - \arcsin\left(\frac{0.57r}{p_{T measured}^-}\right) \right) \quad (4.6)$$

Cependant, cette expression n'est valable que dans le cas où les deux particules ont la même impulsion transverse réelle. Or, en présence d'une Rotation de Couches ou d'une

Torsion, ces particules ne peuvent être sélectionnées à partir du trajectographe, du fait du biais sur la mesure de l'impulsion transverse.

En revanche les calorimètres fournissent une mesure de l'énergie transverse indépendante de la charge, et de l'alignement du trajectographe. Cette mesure n'est donc pas biaisée par la présence du désalignement considéré, et  $E_{T\text{real}} = E_{T\text{measured}} = E_T$ . Or, dans les conditions ultra-relativistes des collisions du LHC, les énergies sont grandes devant la masse des particules produites, et l'approximation  $p_T = E_T$  (et  $\mathbf{p} = E$ ) peut être utilisée. Ainsi, de notre cas, nous avons :

$$p_{T\text{real}} = E_T \quad (4.7)$$

et par ailleurs, on exprime l'impulsion transverse mesurée par :

$$p_{T\text{measured}} = E_T \frac{p_{T\text{measured}}}{E_T} = E_T \frac{\mathbf{p}_{\text{measured}}}{E} \quad (4.8)$$

où  $\mathbf{p}$  est la norme de l'impulsion calculée à partir de la trace dans le trajectographe, et  $E_T = \sin\theta \times E$ . En substituant  $1/p_{T\text{measured}}$  par cette expression dans l'équation 4.6, on obtient une formule dans laquelle l'information sur le biais est portée par le terme  $E/\mathbf{p}$ , et utilisable pour des particules d'énergies transverses égales.

Cependant, que ce soit pour le calorimètre électromagnétique ou hadronique, les résolutions en énergie sont plus grandes que le possible biais attendu dans le calcul de l'impulsion transverse en présence d'une Rotation de Couche ou d'une Torsion. Ainsi, la formule pour le calcul du désalignement  $\Delta\phi$  ne sera pas utilisée pour des paires de particules. On utilisera des ensembles de particules de charges opposées et d'énergie transverse similaire. En présence d'un désalignement, les distributions en  $E/\mathbf{p}$  de ces particules, normalement centrées en un, seront respectivement décalées vers des valeurs plus basses ou plus élevées. La formule 4.6 devient :

$$\Delta\phi = \frac{1}{2} \left( \arcsin \left( \frac{0.57r}{\langle E_T^+ \rangle} \left\langle \frac{E}{\mathbf{p}} \right\rangle^+ \right) - \arcsin \left( \frac{0.57r}{\langle E_T^- \rangle} \left\langle \frac{E}{\mathbf{p}} \right\rangle^- \right) \right) \quad (4.9)$$

où  $\langle E_T^+ \rangle$  et  $\langle E_T^- \rangle$  sont les valeur moyennes des énergies transverses des particules respectivement positives et négatives dans l'intervalle considéré, et  $\langle E/\mathbf{p} \rangle^+$  et  $\langle E/\mathbf{p} \rangle^-$  correspondent aux moyennes des courbes gaussiennes utilisées pour l'ajustement des distributions  $E/\mathbf{p}$ , ainsi qu'expliqué dans la section 4.3.4.

Le choix des particules à utiliser pour cet outil s'est porté sur les électrons. La justification de ce choix, et la sélection associée, sont décrits dans les sections suivantes.



### 4.3.2 Choix des électrons

Pour pouvoir détecter la présence d'un désalignement à l'aide de la méthode décrite dans la section précédente, il est nécessaire de travailler avec des particules rassemblant les caractéristique suivantes :

- Chargées électriquement.
- Dépôt intégral de leur énergie dans les calorimètres, électromagnétique et/ou hadronique.
- Produites en abondance dans les collisions proton-proton.

Deux types de particules répondent à ces critères : les pions chargés et les électrons. L'utilisation des pions pour le développement de cet outil a déjà fait l'objet d'une précédente étude [60]. Cependant, afin d'obtenir à partir d'un pion chargé un dépôt calorimétrique dont l'énergie est fidèle à la particule reconstruite dans le trajectographe, des critères d'isolation stricts doivent être appliqués. Or, dans les données issues des collisions proton-proton, les pions sont majoritairement produits au sein de jets de particules, et l'application d'une coupure d'isolation réduit significativement l'efficacité d'une sélection en vue d'une utilisation pour l'outil de validation présenté ici. Ainsi, pour une même luminosité intégrée, le nombre de pion attendus et utilisables par l'outil est approximativement 5 fois moins important que ce même nombre pour les électrons.

Les pions donc été abandonnés au profit des électrons. En définissant une sélection basée sur la recherche d'événements dans lesquels un boson  $Z^0$  se désintègre en un électron et un positron, on bénéficie d'un signal clair, où deux électrons isolés, et de charges opposés, sont produits. Pour une luminosité intégrée donnée, on est donc en mesure de récolter beaucoup plus de traces utilisables, ce qui permettra en outre d'atteindre une précision satisfaisante à l'aide d'une quantité relativement faible de données. Cet avantage rend de surcroît possible l'utilisation de l'outil dès le début de la prise de données.

L'utilisation d'électrons provenant d'un boson  $Z^0$  implique des contraintes sur leur cinématique. Ainsi, la quasi totalité des électrons ont une impulsion transverse comprise entre 25 et 60 GeV. La figure 4.9 montre la distribution en impulsion transverse des électrons issus d'événements Monte-Carlo de type Drell-Yan, après application des critères de sélection décrits dans la section suivante.

Enfin, une des difficultés liées à l'utilisation des électrons réside dans l'impossibilité d'utiliser la reconstruction par l'algorithme de *Particle Flow*. En effet, celle-ci utilise, parmi les critères d'identification des électrons, des coupures sur le rapport  $E/\mathbf{p}$ . La collection d'électrons officiellement reconstruits par le programme *CMSSW* n'est donc pas utilisable dans notre outil de validation, et il convient de redéfinir notre propre identification d'électron, sans coupure sur la variable  $E/\mathbf{p}$ .

### 4.3.3 Identification des électrons et sélection des traces

#### Objectifs de la sélection

Pour obtenir des électrons utilisables pour l'outil de validation, une sélection est définie, avec deux objectifs : d'une part la suppression du bruit de fond QCD et des faux électrons, et d'autre part la sélection de traces de bonne qualité. On sélectionne

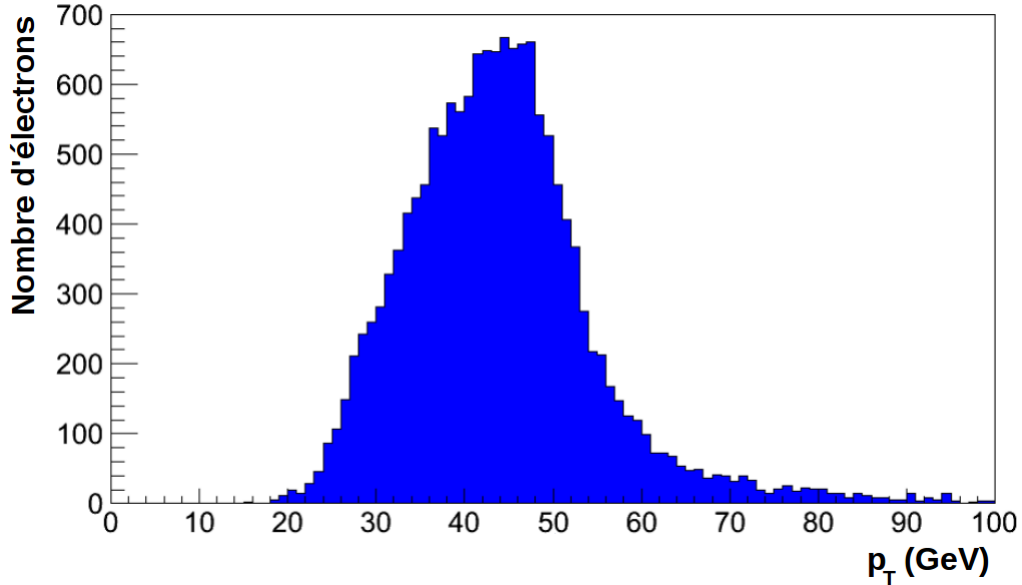


FIGURE 4.9 – Distribution en impulsion transverse pour des électrons issus d’événements Monte-Carlo de type Drell-Yan ayant satisfait à l’ensemble des coupures décrites dans la section 4.3.3. Cette distribution est obtenue à partir des traces pour un trajectographe aligné.

donc tout d’abord les événements contenant deux candidats électrons compatibles avec la désintégration d’un boson  $Z^0$ . Dans les événements retenus, on applique des critères de qualité sur les traces.

De façon à définir cette sélection et estimer son efficacité, des échantillons d’événements Monte-Carlo sont utilisés. Le signal est simulé par des événements de type Drell-Yan à 8 TeV, tandis que le bruit de fond est simulé par des événements de type QCD, à 8 TeV également. L’évolution du nombre d’événements sélectionnés après application des différentes coupures est présentée dans les tableaux 4.1 et 4.2.

### Sélections des événements

Afin d’identifier un électron, on sélectionne en premier lieu une trace reconstruite à l’aide de l’algorithme de trajectographie GSF, puis on recherche des SuperCluster compatibles dans le calorimètre électromagnétique. La trace est propagée jusqu’à la surface du calorimètre. Sa coordonnée  $\eta$  est recalculée, à l’aide du vertex primaire, de façon à être comparable avec la coordonnée  $\eta$  du détecteur, calculée par rapport au point de coordonnées cartésiennes  $(0, 0, 0)$ . Une association est ensuite effectuée sur la base d’un critère  $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2}$  entre la trace à la surface du calorimètre et le barycentre du SuperCluster (position moyenne des dépôts, pondérée par leur énergie). Une trace et un SuperCluster sont associés si  $\Delta R < 0.9$ .

Un événement doit ainsi contenir au moins deux traces GSF, d’impulsion transverse supérieure à 10 GeV, et associées à un SuperCluster d’énergie supérieure à 25 GeV.

Coupages sur les événements	Drell-Yan	QCD
Nombre initial d'événements	$1\,510 \pm 39$	$1\,063\,947\,583 \pm 32\,618$
2 traces GSF de $p_T > 10$ GeV	$539 \pm 23$	$7\,742\,394 \pm 2\,783$
Associées à un SuperCluster ( $\Delta R < 0.9$ )	$537 \pm 23$	$7\,406\,955 \pm 2\,722$
Isolation des traces	$379 \pm 19$	$2\,382\,487 \pm 1\,544$
SuperCluster : $H/E < 0.06$	$226 \pm 15$	$390 \pm 20$
SuperCluster : énergie $> 25$ GeV	$204 \pm 14$	$174 \pm 13$
1 pair $e^+/e^-$ vérifiant : $70 < M_{inv} < 110$ GeV	$158 \pm 13$	0

TABLE 4.1 – Évolution du nombre d'événements sélectionnés par les différentes coupures, pour des événements de type Drell-Yan (signal) et des événements de type QCD (bruit de fond). Le nombre d'événements est renormalisé pour correspondre à celui attendu pour une luminosité intégrée de  $1\text{pb}^{-1}$ .

Chacune de ces traces doit être isolée. Un critère d'isolation relatif est appliqué : la somme des impulsions transverses des autres traces présentes dans un cône  $\Delta R = 0.5$  autour de la trace considérée, divisée par l'impulsion transverse de cette trace, ne doit pas excéder 0.05. En outre, aucune autre trace ne doit avoir été reconstruite dans un cône  $\Delta R = 0.015$  autour de cette trace.

Une coupure est également appliquée sur le rapport entre l'énergie du SuperCluster et l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique derrière celui-ci. Les dépôts d'énergie dans un cône  $\Delta R = 0.015$  autour de la trace à la surface du calorimètre sont sommés. Cette énergie divisée par celle du SuperCluster associé à la trace ne doit pas être supérieure à 0.06. Le but de cette coupure est double : elle sert à la fois de critère d'isolation contre les hadrons neutres, et à s'assurer que le dépôt dans le calorimètre électromagnétique correspond bien à un électron, et non à un hadron chargé ayant donné lieu à une gerbe électromagnétique.

Enfin, l'événement doit contenir au moins une combinaison de deux traces de charges opposées et dont la masse invariante est compatible avec la masse du boson  $Z^0$ , soit comprise entre 70 et 110 GeV. Si plusieurs combinaisons satisfont ce critère, seule la combinaison dont la masse invariante est la plus proche de celle du boson  $Z^0$  est conservée. Ainsi que présenté dans le tableau 4.1 pour les échantillons Monte-Carlo utilisés, cette sélection permet de rejeter l'intégralité des événements QCD, tandis que l'efficacité obtenue sur les événements de type Drell-Yan est d'environ 10 %.

## Qualité des traces

Une fois que deux traces ont ainsi été retenues, on applique des coupures sur la qualité de reconstruction. Le nombre de coups reconstruits doit être supérieur ou égal à 13, et le nombre de coups manquants (couche du trajectographe sur laquelle aucun coup n'a pu être associé à la trace) doit être égal à 0. Un coup doit avoir été reconstruit sur la dernière couche du trajectographe, à un rayon supérieur à 99 cm de l'axe du faisceau. Le  $\chi^2$  normalisé de la trace doit être inférieur à 5.

Enfin, la seconde difficulté liée à l'utilisation des électrons provient du fait que la probabilité de perte d'énergie par rayonnement de freinage est importante. Pour des électrons d'énergie comprise entre 10 et 50 GeV, environ 35% perdent plus de 70% de leur énergie avant d'atteindre le calorimètre [46]. Bien que les algorithmes de reconstruction des SuperClusters permettent de collecter les photons ainsi rayonnés au sein d'un même dépôt calorimétrique, les distributions en  $E/\mathbf{p}$  correspondantes sont significativement élargies, et présentent une queue de distribution non-gaussienne.

Une coupure sur la quantité d'énergie perdue par rayonnement de freinage doit donc être appliquée, de façon à obtenir des distributions  $E/\mathbf{p}$  exploitables par l'outil de validation. La variable  $f_{brem} = (p_{in} - p_{out})/p_{in}$  est utilisée, où  $p_{in}$  correspond à l'estimation de l'impulsion à l'origine de la trace, et  $p_{out}$  correspond à l'estimation de l'impulsion à la sortie du trajectographe. Les traces sélectionnées doivent satisfaire  $f_{brem} < 20\%$ .

Cette coupure est complétée par une coupure analogue mais n'utilisant que les informations du calorimètre. Le SuperCluster associé à la trace ne doit être composé que d'un seul sous-cluster. En effet, un SuperCluster composé de plusieurs sous-clusters est le signe d'un dépôt d'énergie étalé en  $\phi$ , caractéristique d'un électron ayant rayonné un ou plusieurs photons. L'efficacité de cette sélection sur des événements Monte-Carlo de type Drell-Yan, présentée dans le tableau 4.2 est d'environ 14 %.

Associée à l'efficacité de sélection des événements ( $\sim 10\%$ ) et considérant une section efficace de 1510 pb pour les événements de type Drell-Yan, environ 42 000 traces sont attendues pour une luminosité intégrée de  $1 \text{ fb}^{-1}$ .

## Sensibilité limitée au tonneau du trajectographe

La coupure sur la variable  $f_{brem}$ , nécessaire, implique des conséquences sur la sensibilité de l'outil de validation. En effet, la probabilité de perte d'énergie par rayonnement de freinage est fortement corrélée à la quantité de matière traversée. Or, en dehors des limites du tonneau du trajectographe, prises ici comme  $|\eta| < 1$ , le budget de matière est sensiblement accru, comme illustré dans la figure 3.10 du chapitre précédent. En conséquence, la proportion d'énergie rayonnée tend à être beaucoup plus élevée, comme illustré dans la figure 4.10, qui montre les distributions en  $f_{brem}$  pour des traces associées à un SuperCluster du tonneau et des bouchons, respectivement. La coupure à 20% implique donc une perte d'efficacité importante pour les traces dont le dépôt d'énergie est reconstruit dans les bouchons du calorimètre électromagnétique. De ce fait, la sensibilité de l'outil est limitée dans les bouchons du trajectographe. Les résultats présentés dans cette thèse se limiteront au tonneau du trajectographe.

En outre, cette coupure implique également l'existence d'une limite haute sur les amplitudes de déformation auxquelles l'outil peut être sensible. En effet, un désalignement

Coupages sur les traces	Drell-Yan
Nombre de traces sélectionnées	$318 \pm 18$
Nombre de coups $\geq 13$	$294 \pm 17$
Nombre de coups manquants = 0	$259 \pm 16$
Coordonnée $r$ du dernier coup $> 1m$	$192 \pm 14$
$\chi^2$ normalisé $< 5$	$187 \pm 14$
$f_{brem} < 0.2$ et $ \eta  < 1$	$71 \pm 8$
SuperCluster : Nombre de clusters = 1	$45 \pm 7$

TABLE 4.2 – Évolution du nombre de traces sélectionnées par les différentes coupures de qualité, pour les événements de type Drell-Yan ayant passé l'ensemble des coupures décrites dans le tableau 4.1. Le nombre de traces correspond à celui attendu pour une luminosité intégrée de  $1\text{pb}^{-1}$ .

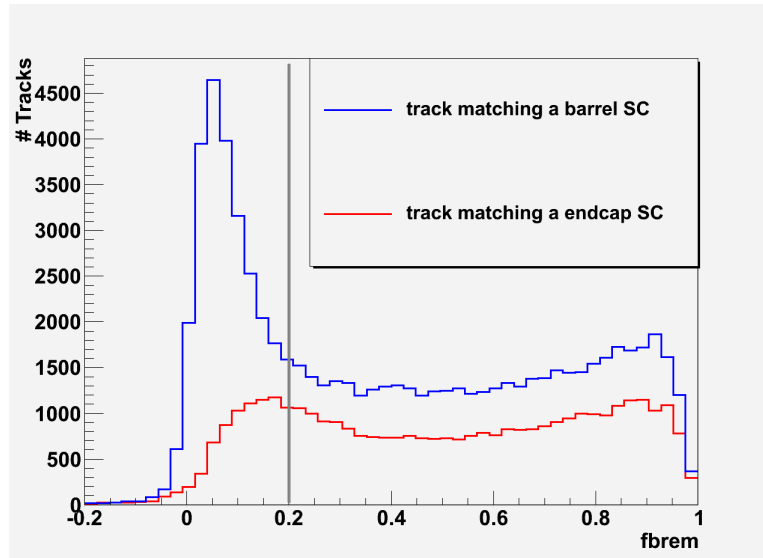


FIGURE 4.10 – Distribution en  $f_{brem} = (p_{in} - p_{out})/p_{in}$  pour des traces d'électrons respectivement associées à un SuperCluster du tonneau (barrel) ou des bouchons (endcaps). Dans le second cas, le seuil maximal de 0.2, nécessaire à l'obtention d'une distribution  $E/\mathbf{p}$  exploitable, résulte en une chute de l'efficacité de sélection.

affectant la mesure de l'impulsion va également affecter l'estimation de la fraction d'énergie perdue par rayonnement de freinage. Ainsi, pour de très grandes amplitudes, la distribution en  $f_{brem}$  peut être impactée de manière significative. Cet effet est illustré dans la figure 4.11, qui montre cette distribution à partir de traces reconstruites à l'aide d'une simulation du détecteur CMS dans laquelle des Torsions de différentes amplitudes ont été introduite dans la géométrie du trajectographe. L'outil est sensible jusqu'à une déformation maximale de l'ordre de 1 mrad/cm. Il est cependant inenvisageable qu'une déformation supérieure à ce seuil ne soit pas détectée par le système d'alignement par lasers. En effet, une Torsion de 5 mrad/cm impliquerait que le mouvement relatif entre la dernière couche du TIB et la première couche du TOB soit de l'ordre de 80  $\mu\text{m}$ , une amplitude de déformation à laquelle le système de lasers est sensible.

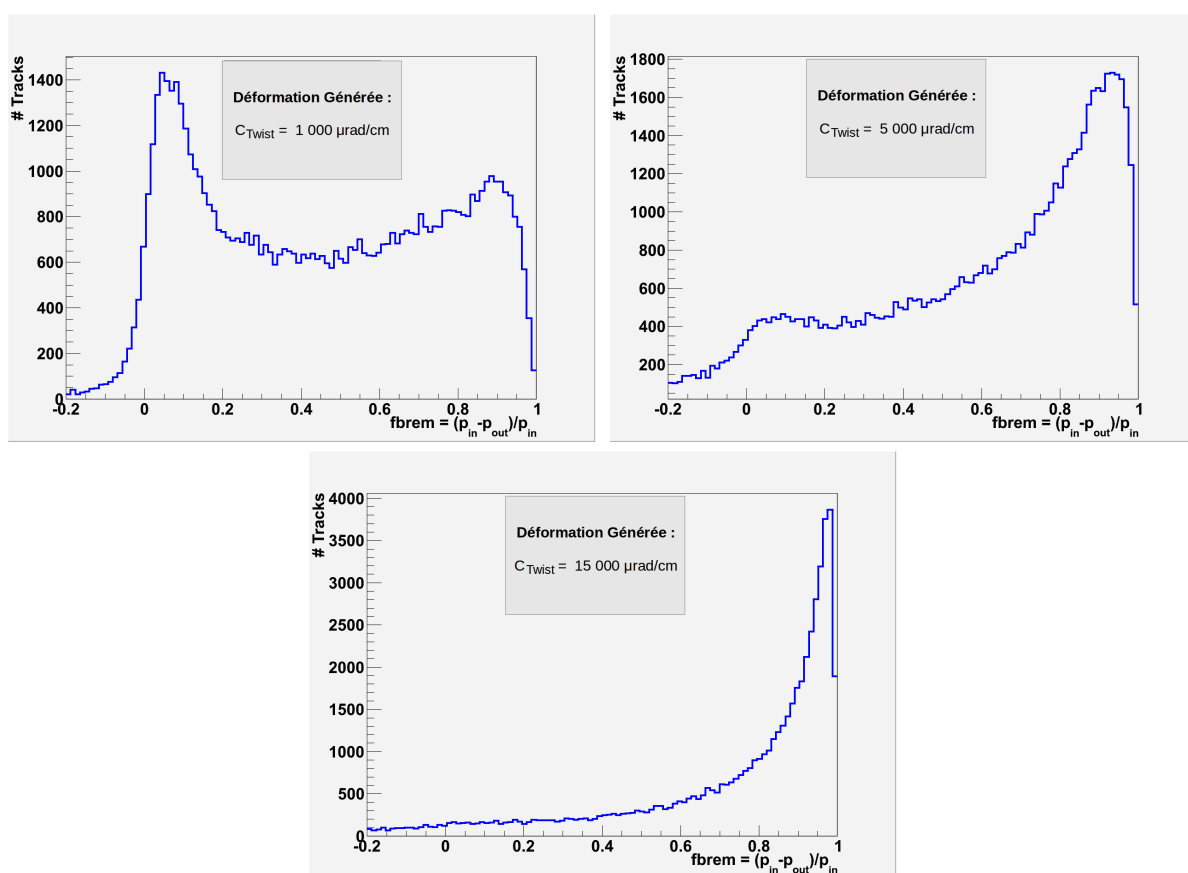


FIGURE 4.11 – Distributions en  $f_{brem} = (p_{in} - p_{out})/p_{in}$  pour des traces d'électrons sélectionnées à partir d'un échantillon Monte-Carlo d'événements de type Drell-Yan reconstruits avec une simulation du détecteur CMS dans laquelle une Torsion de grande amplitude a été introduite dans le trajectographe. Plusieurs amplitudes différentes sont utilisées. On observe une surestimation de la proportion d'énergie rayonnée pour les déformations les plus importantes, rendant l'outil insensible au delà de 1 mrad/cm.

### 4.3.4 Calcul des amplitudes de Rotation de Couches et de Torsion

#### Distributions $E/\mathbf{p}$ pour différents intervalles $E - z$

Pour retrouver l'amplitude d'une Rotation de Couches ou d'une Torsion, on calcule le désalignement  $\Delta\phi$ , à un rayon  $r = 1\text{m}$  de l'axe du faisceau, et ce pour différentes valeurs de la coordonnée  $z$ . Le choix de  $r = 1\text{m}$  correspond approximativement à la position de la dernière couche de détection du tonneau. Pour une trace donnée, c'est sur cette couche que le désalignement  $\Delta\phi$  attendu est le plus grand en présence d'une Rotation de Couches ou d'une Torsion.

Dans le cas d'une Rotation de Couches, on s'attend à une valeur de  $\Delta\phi$  qui reste constante selon  $z$ . Pour une Torsion, au contraire, on s'attend à une évolution linéaire de la valeur de  $\Delta\phi$ , avec une valeur de 0 en  $z = 0$ .

On commence tout d'abord par regrouper les traces sélectionnées par intervalles de  $z$ . On utilise la pseudorapidité  $\eta$  de la trace pour déterminer la valeur de sa coordonnée  $z$  à la sortie du trajectographe (pour  $r = 1\text{m}$ ), notée  $z_{out}$ . Une fois les traces regroupées en intervalles de  $z_{out}$ , on les classe par intervalles d'énergies compatibles. Idéalement, ces intervalles doivent être le plus petit possible. Leur taille est optimisée de façon à obtenir un nombre de traces suffisant dans chaque intervalle.

Pour chacun de ces intervalles en  $E - z$ , on trace les distributions en  $E/\mathbf{p}$ , respectivement pour les traces positives et négatives. Ici,  $E$  correspond à l'énergie du SuperCluster associé à la trace, tandis que  $\mathbf{p}$  est l'impulsion calculée à l'origine de la trace. La figure 4.12 montre ces distributions, obtenues à partir d'une production Monte-Carlo d'électrons et de positron de 50 GeV d'énergie transverse, en présence d'une déformation de type Torsion. Cette déformation, d'une amplitude de 10  $\mu\text{rad}/\text{cm}$  est introduite dans la simulation du détecteur CMS utilisée pour la reconstruction des électrons et des positrons. La coordonnée  $z_{out}$  des traces utilisées dans ce graphique est comprise entre  $-80$  et  $-60\text{ cm}$ .

#### Estimation de $\Delta\phi$ pour chaque intervalle $z_{out}$

Afin d'utiliser l'équation 4.9 pour calculer le désalignement  $\Delta\phi$ , on veut caractériser le biais introduit par la déformation sur les distributions  $E/\mathbf{p}$  pour chaque intervalle  $E - z$  considéré. Ces distributions présentent une queue de distribution non-gaussienne pour les valeurs les plus élevées. Différents type de fonctions ont été envisagées pour leur ajustement. La méthode la plus facilement automatisable, et applicable à l'ensemble des cas rencontrés, est de procéder à plusieurs ajustements successifs de ces distributions au moyen de fonctions gaussiennes.

Un premier ajustement est ainsi effectué, en prenant en compte l'ensemble des points de la distribution. Puis, en se restreignant à un intervalle de  $1.5\sigma$  autour du centre de la courbe gaussienne obtenue, on effectue un nouvel ajustement, toujours par une fonction gaussienne.

La même procédure est ainsi répétée, jusqu'à obtenir un critère de convergence satisfaisant (probabilité de l'ajustement supérieure à 0.001) ou qu'un nombre d'itérations maximal soit atteint (100 itérations). Les valeurs  $\langle E/\mathbf{p} \rangle^+$  et  $\langle E/\mathbf{p} \rangle^-$  utilisées dans l'équation 4.9 correspondent aux moyennes des courbes gaussiennes obtenues après le

### CMS Simulation: Twist Misalignment

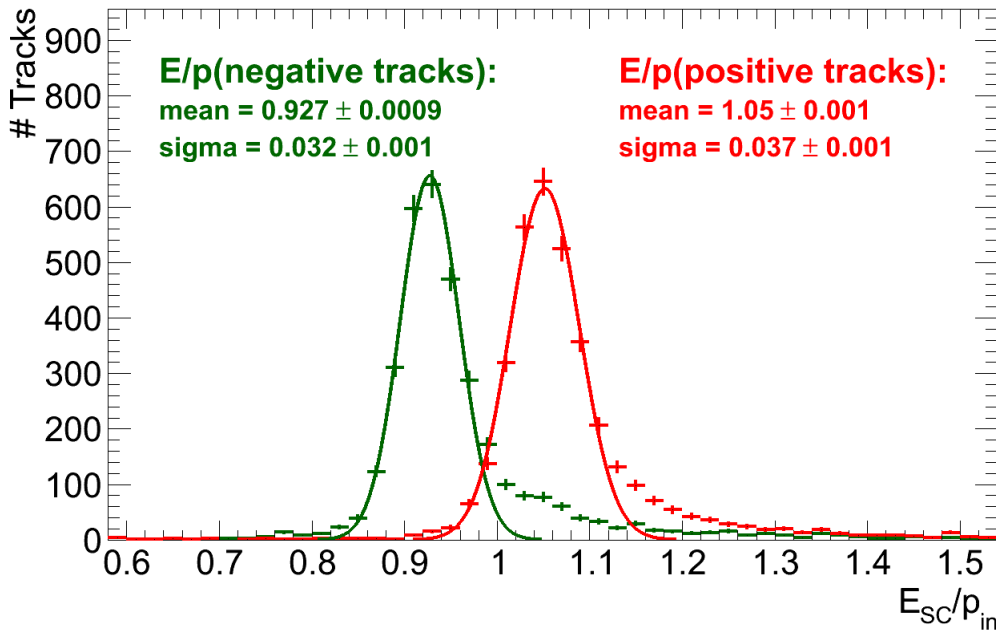


FIGURE 4.12 – Distributions  $E/p$  obtenues par simulation Monte-Carlo à partir d'électrons et de positrons d'énergie transverse de 50 GeV, reconstruits avec une simulation du détecteur CMS dans laquelle une Torsion de  $10 \mu\text{rad}/\text{cm}$  a été introduite dans le trajectographe. Les traces utilisées ont une coordonnée  $z_{out}$  à la sortie du trajectographe comprise entre  $-80$  et  $-60$  cm. Les courbes correspondent au résultat des ajustements successifs, par des fonctions gaussiennes, des parties centrales de ces distributions.



dernier ajustement.

On obtient ainsi, dans l'intervalle  $z$  considéré, une estimation de  $\Delta\phi$  à  $r = 1\text{m}$  pour les différents intervalles d'énergie utilisés. La valeur finale estimée de  $\Delta\phi$  dans cet intervalle  $z$  est prise comme étant la moyenne pondérée de ces différentes estimations.

### Estimation de $\Delta\phi(z)$

En répétant cette procédure pour chaque intervalle  $z$  entre  $-1\text{m}$  et  $+1\text{m}$ , on obtient un ensemble de points dans l'espace  $\Delta\phi - z$ , où  $\Delta\phi$  est toujours calculé à  $r = 1\text{m}$ . Un ajustement de ces points est effectué à l'aide d'une fonction affine. La pente de cette fonction constitue une estimation de l'amplitude de Torsion, tandis que l'ordonnée à l'origine constitue une estimation de l'amplitude de Rotation de Couches.

### 4.3.5 Résultats sur des événements Monte-Carlo

La méthode a été testée tout d'abord par simulation Monte-Carlo. La simulation du détecteur utilisée est celle correspondant à la version *CMSSW\_5\_3\_8\_patch3* du programme officiel de la collaboration. Les déformations introduites sont appliquées à partir d'une géométrie du trajectographe idéale (*TrackerIdealGeometry210\_mc*).

#### Particle Gun

Une première phase de test a été effectuée en utilisant une simulation d'événements très simplifiée, où seule une particule est produite dans chaque événement. Ce type de productions, désignées par le terme « *Particle Gun* », ont déjà été évoquées dans le chapitre précédent. Plusieurs dizaine de milliers d'électrons et de positrons sont produits, à partir du centre du détecteur et dans des directions aléatoires du trajectographe dans un intervalle de pseudo-rapacité  $\eta < 2$ . En outre, la production est faite de telle sorte que la distribution en  $\eta$  soit plate dans cet intervalle. L'énergie transverse de chaque particule est de  $50\text{ GeV}$ . Cette valeur a été choisie de façon à être compatible avec la cinématique d'électrons issus de la désintégration d'un boson  $Z^0$ .

Plusieurs déformations de types Rotation de Couches ou Torsion, d'amplitudes variées, sont respectivement appliquées sur la simulation du trajectographe. Les événements sont ensuite reconstruits à l'aide de ce détecteur déformé. La partie de la sélection dédiée à la suppression du bruit de fond QCD n'est pas appliquée pour ces événements *Particle Gun*. Seules les coupures sur la qualité des traces sont maintenues. À partir des traces sélectionnées, la méthode de validation décrite dans la section précédente est appliquée. Les figures 4.13 à 4.17 présentent les résultats obtenus pour différentes déformations.

#### Événements de type Drell-Yan

L'outil est également testé à l'aide des échantillons d'événements de type Drell-Yan utilisés pour définir la sélection. Après sélection, la méthode est appliquée sur ces événements reconstruits pour un détecteur dans lequel des déformations de différentes ampli-

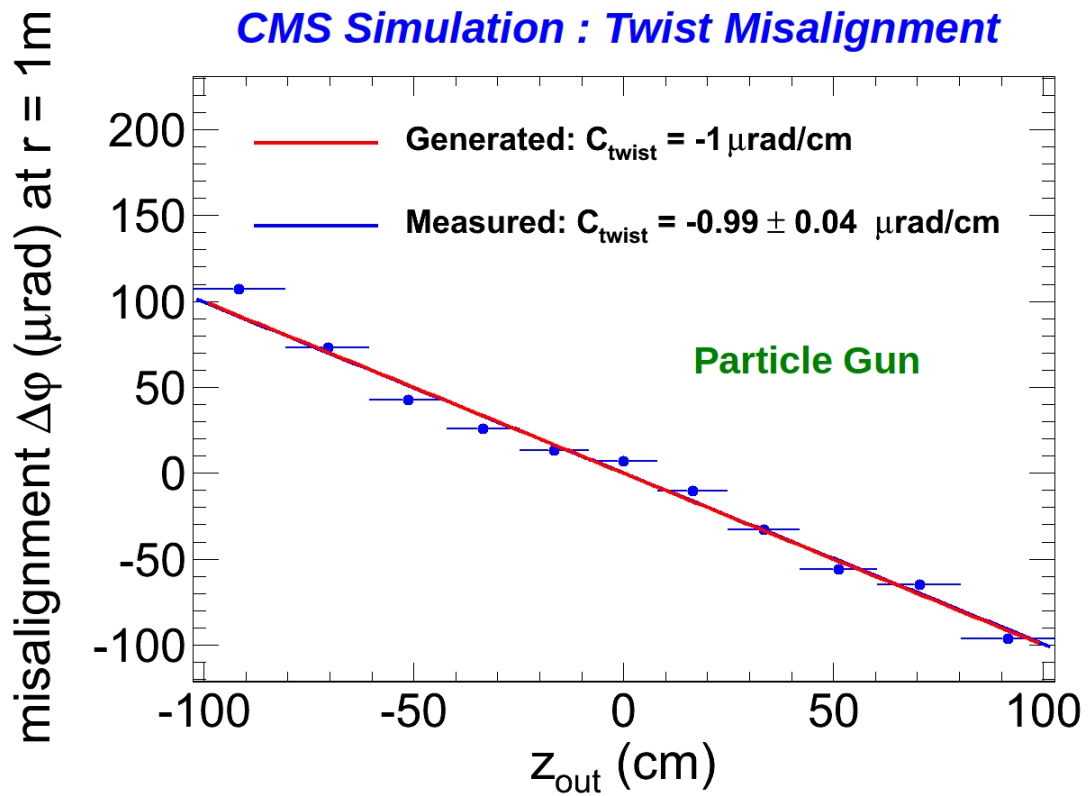


FIGURE 4.13 – Mesure du désalignement  $\Delta\phi$ , calculé à  $r = 1\text{ m}$ , en fonction de  $z_{\text{out}}$  du dernier coup reconstruit des traces utilisées, après introduction d’une Torsion d’amplitude  $1\ \mu\text{rad/cm}$ , pour des événements Monte-Carlo de type *Particle Gun*.

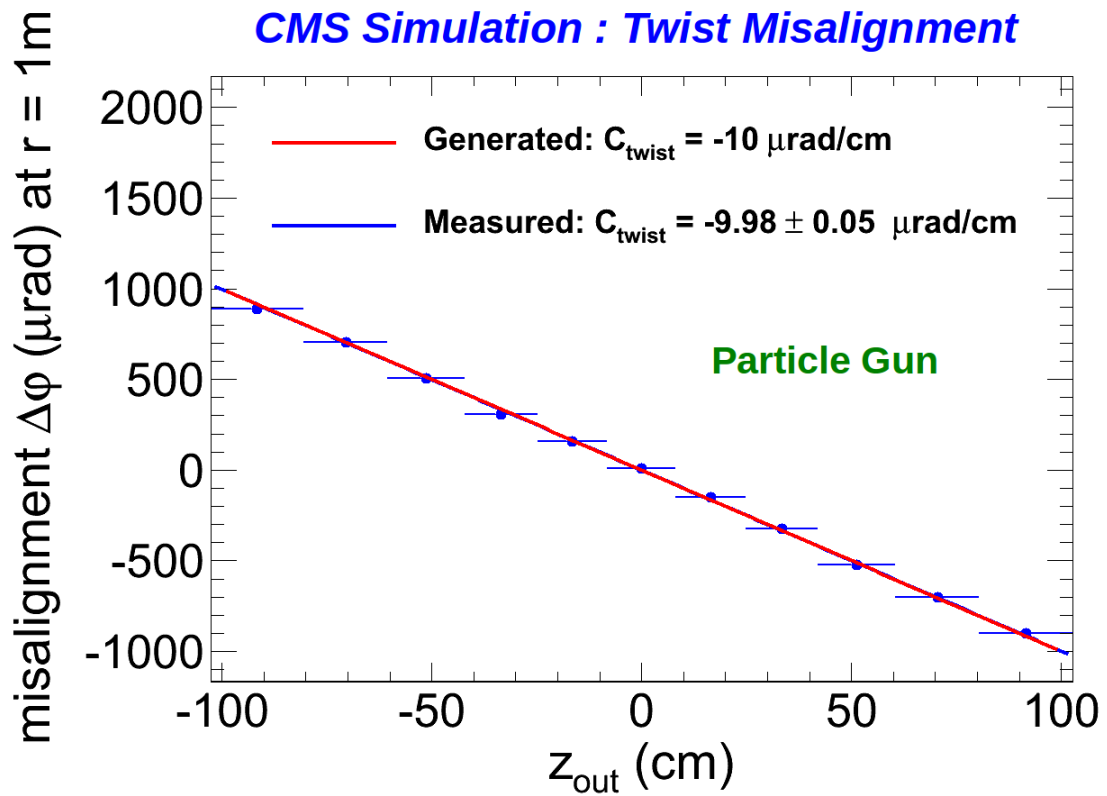


FIGURE 4.14 – Mesure du désalignement  $\Delta\phi$ , calculé à  $r = 1\text{ m}$ , en fonction de  $z_{\text{out}}$  du dernier coup reconstruit des traces utilisées, après introduction d’une Torsion d’amplitude  $10 \mu\text{rad/cm}$ , pour des événements Monte-Carlo de type *Particle Gun*.

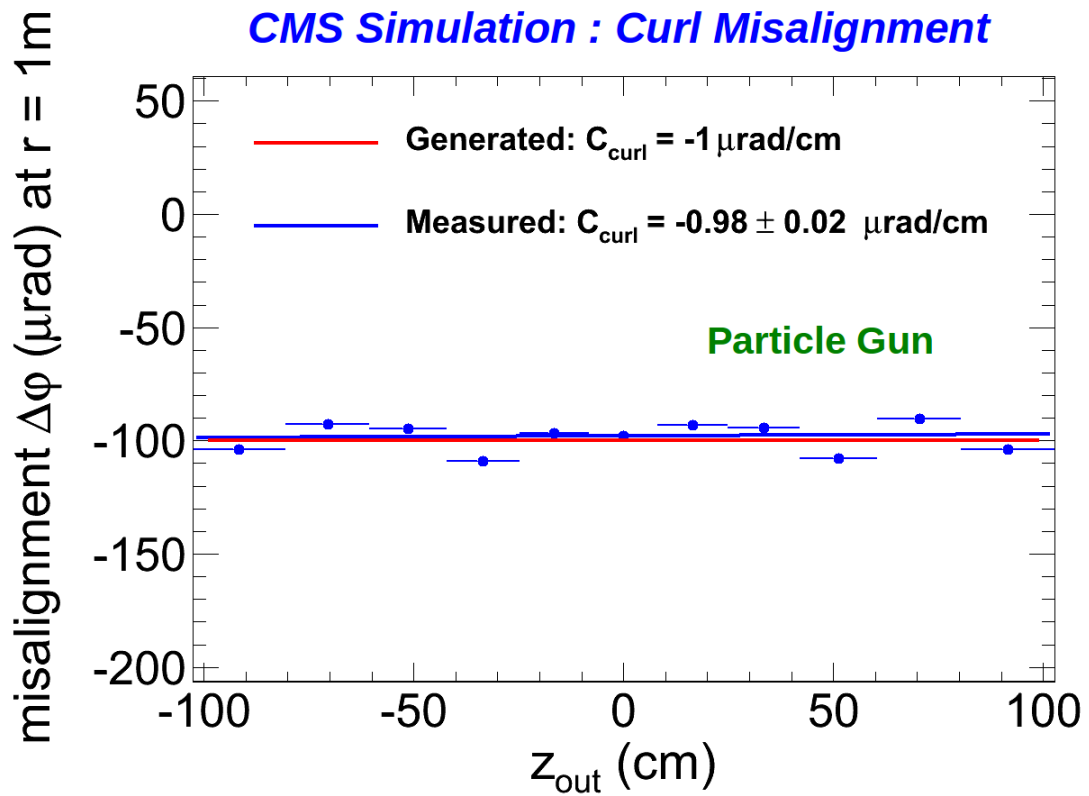


FIGURE 4.15 – Mesure du désalignement  $\Delta\phi$ , calculé à  $r = 1\text{ m}$ , en fonction de  $z_{\text{out}}$  du dernier coup reconstruit des traces utilisées, après introduction d’une Rotation de Couches d’amplitude  $1\ \mu\text{rad/cm}$ , pour des événements Monte-Carlo de type *Particle Gun*.

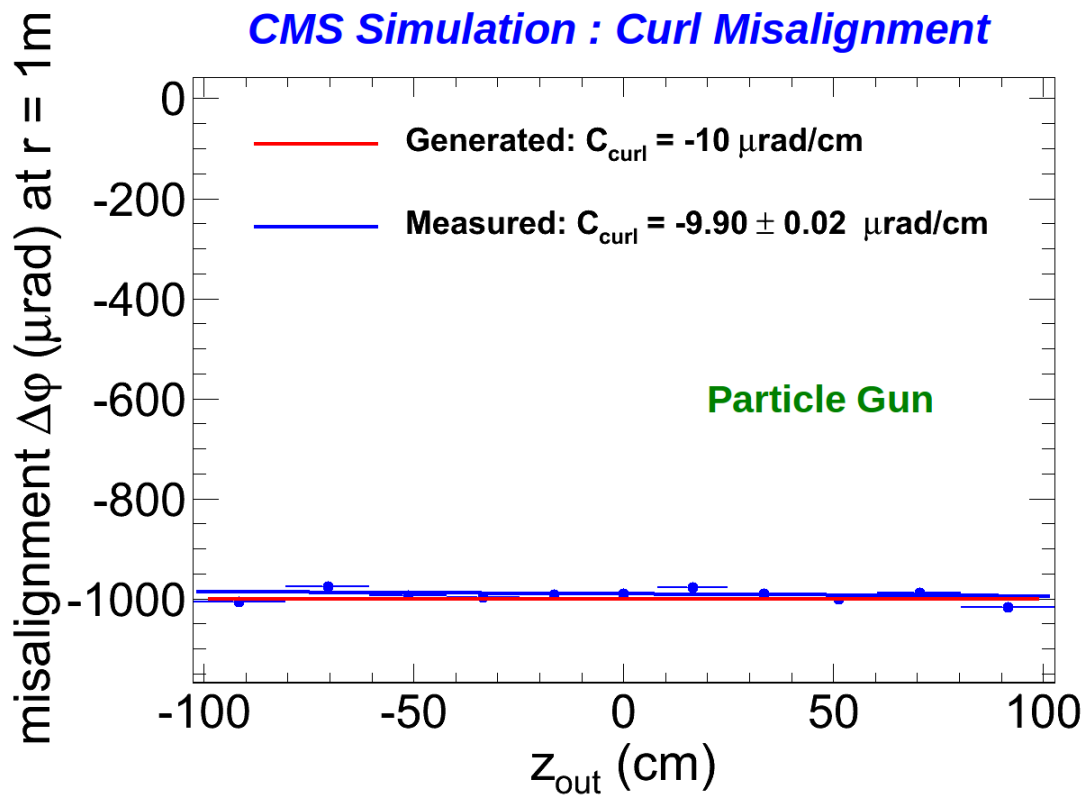


FIGURE 4.16 – Mesure du désalignement  $\Delta\phi$ , calculé à  $r = 1\text{ m}$ , en fonction de  $z_{\text{out}}$  du dernier coup reconstruit des traces utilisées, après introduction d’une Rotation de Couches d’amplitude  $10\ \mu\text{rad}/\text{cm}$ , pour des événements Monte-Carlo de type *Particle Gun*.

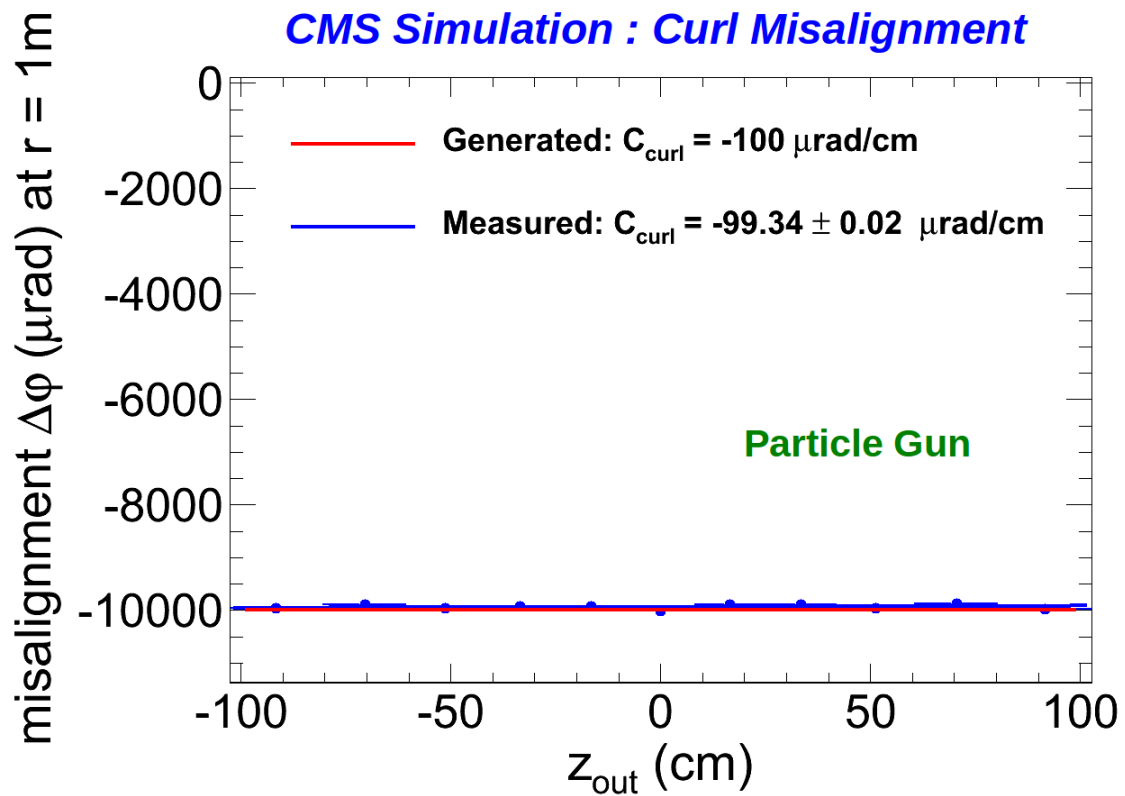


FIGURE 4.17 – Mesure du désalignement  $\Delta\phi$ , calculé à  $r = 1\text{ m}$ , en fonction de  $z_{\text{out}}$  du dernier coup reconstruit des traces utilisées, après introduction d’une Rotation de Couches d’amplitude  $100\ \mu\text{rad/cm}$ , pour des événements Monte-Carlo de type *Particle Gun*.

Coupsures sur les traces	Géométrie Idéale	Torsion 10 $\mu\text{rad}/\text{cm}$
Nombre de traces sélectionnées	$318 \pm 18$	$308 \pm 18$
Nombre de coups $\geq 13$	$294 \pm 17$	$285 \pm 17$
Nombre de coups manquants = 0	$259 \pm 16$	$252 \pm 16$
Coordonnée $r$ du dernier coup $> 1\text{m}$	$192 \pm 14$	$188 \pm 14$
$\chi^2$ normalisé $< 5$	$187 \pm 14$	$183 \pm 14$
$f_{brem} < 0.2$ et $ \eta  < 1$	$71 \pm 8$	$63 \pm 8$
SuperCluster : Nombre de clusters = 1	$45 \pm 7$	$40 \pm 6$

TABLE 4.3 – Évolution du nombre de traces sélectionnées dans des événements Monte-Carlo de type Drell-Yan par les différentes coupures. La sélection est ici montrée pour une géométrie idéale, et dans le cas où une Torsion de 10  $\mu\text{rad}/\text{cm}$  a été introduite dans le trajectographe.

tudes ont été appliquées au trajectographe.

La stabilité de la sélection a tout d'abord été testé en présence d'un désalignement. Le tableau 4.3 compare ainsi l'évolution du nombre de traces sélectionnées pour une géométrie idéale, et pour une géométrie où une Torsion de 10  $\mu\text{rad}/\text{cm}$  a été introduite dans le trajectographe.

Des différences d'efficacité mineures apparaissent tout d'abord lors du processus sélection des événements, ce qui explique que le nombre de traces initial soit différent pour les deux colonnes du tableau. On observe une très bonne stabilité de la sélection des traces, malgré la déformation. La variation observée sur l'efficacité finale est de l'ordre de 8 %. Elle est principalement due à la surestimation du rayonnement de freinage en présence du désalignement.

Les résultats de l'estimation du désalignement  $\Delta\phi$  à partir des événements de type Drell-Yan sont présentés dans les figures 4.18 et 4.19, respectivement après introduction de Torsions de 1  $\mu\text{rad}/\text{cm}$  et 10  $\mu\text{rad}/\text{cm}$ .

La sensibilité de l'outil à des déformations de type Rotation de Couches et Torsion, jusqu'à une amplitude de 1  $\mu\text{rad}/\text{cm}$ , a donc été prouvée. Environ 10 000 traces sont nécessaires pour atteindre cette sensibilité. Pour les collisions à 8 TeV, la luminosité intégrée correspondante est de seulement 250  $\text{pb}^{-1}$ .

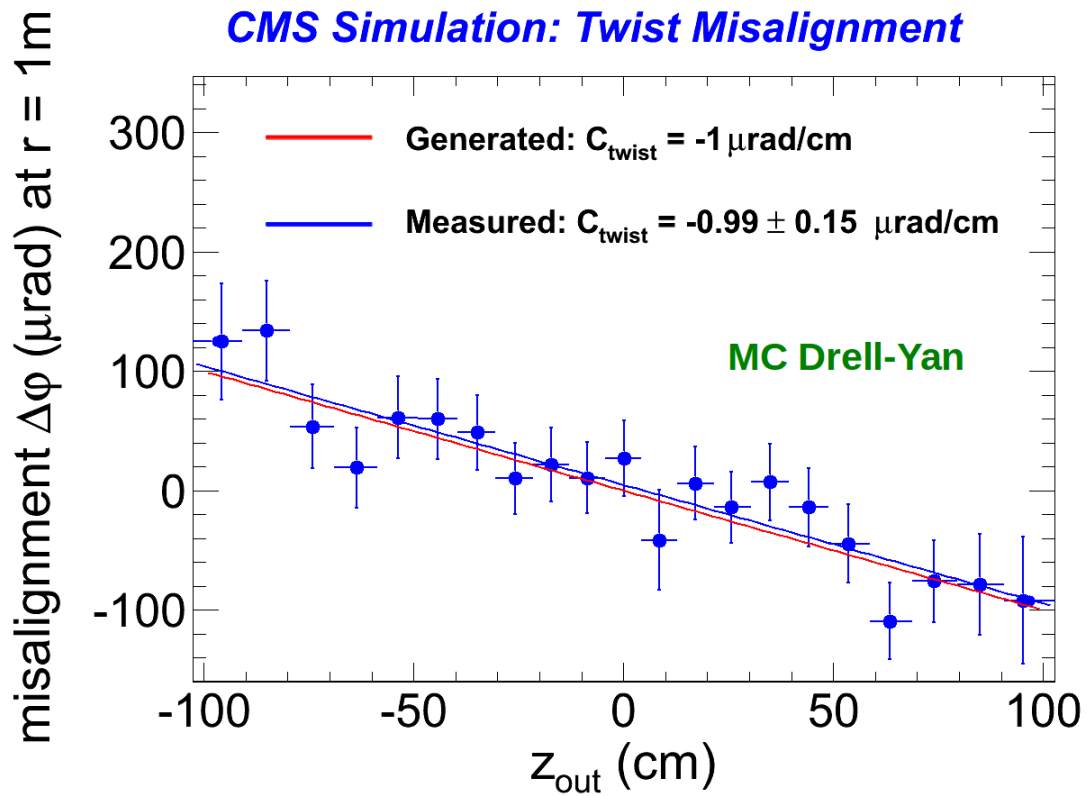


FIGURE 4.18 – Mesure du désalignement  $\Delta\phi$ , calculé à  $r = 1\text{ m}$ , en fonction de  $z_{\text{out}}$  du dernier coup reconstruit des traces utilisées, après introduction d’une Torsion d’amplitude  $1 \mu\text{rad/cm}$ , pour des événements Monte-Carlo de type Drell-Yan.



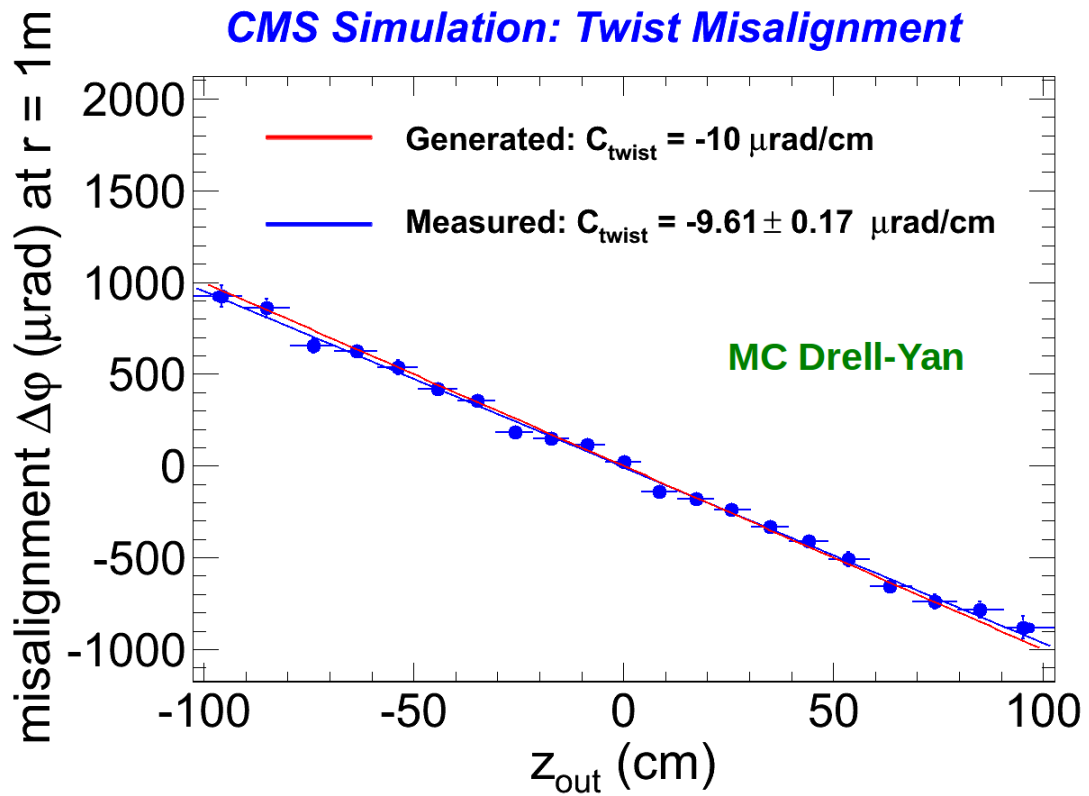


FIGURE 4.19 – Mesure du désalignement  $\Delta\phi$ , calculé à  $r = 1\text{ m}$ , en fonction de  $z_{out}$  du dernier coup reconstruit des traces utilisées, après introduction d’une Torsion d’amplitude  $10 \mu\text{rad/cm}$ , pour des événements Monte-Carlo de type Drell-Yan.

### 4.3.6 Résultats sur les données 2012

Enfin, l'outil a été utilisé pour valider les données prises par le LHC à 8 TeV en 2012. Les fichiers de données utilisés correspondent à ceux obtenus après un « filtre » destiné à effectuer une première pré-sélection d'événements susceptibles de contenir un électron issu de la désintégration d'un boson  $Z^0$ . Ce filtre comprend tous les événements ayant activé un des chemins de déclenchement désignés par « *HLT\_Ele\** », pour lesquels un électron a pu être identifié au niveau HLT du système de déclenchement.

Aucune des coupures relatives à ce filtre n'est susceptible d'introduire un biais dans les distributions  $E/\mathbf{p}$ . Pour s'en assurer, des tests ont été effectués en appliquant ce filtre sur les événements Monte-Carlo de type Drell-Yan, dans le cas d'un trajectographe idéalement aligné. Aucun effet sur les performances de l'outil n'a pu être mis en évidence.

La sélection d'événements, puis la sélection de traces définies dans la section 4.3.3 sont appliquées sur les données issues de ce filtre. Les tableaux 4.4 et 4.5 présentent l'évolution du nombre d'événements pour les différentes coupures. L'efficacité de sélection est de 34.5% pour la sélection des événements, et de 13.8% pour la sélection des traces.

La méthode de validation est ensuite utilisée à partir des traces sélectionnées. Les résultats pour chaque période de prise de données en 2012 (A, B, C et D) sont présentés dans les figures 4.20 à 4.23. Aucune déformation de type Rotation de Couches ou Torsion d'amplitude significative n'a été observée pour les *Runs* A et C.

Pour le *Run* B, une Rotation de Couches de 0.03  $\mu\text{rad}/\text{cm}$  est observée à ( $3\sigma$ ), tandis que le *Run* D, une Torsion de 0.07  $\mu\text{rad}/\text{cm}$  est observée ( $2\sigma$ ). Le biais maximal sur l'impulsion transverse demeure cependant dans les deux cas inférieur à 0.05%, et son impact sur la physique est donc négligeable.

Coupages sur les événements	Run A	Run B	Run C	Run D	Total
Nombre initial d'événements (filtre $HLT\_E/e^*$ )	548 253 $\pm$ 740	2 587 866 $\pm$ 1 609	3 933 925 $\pm$ 1 983	3 987 385 $\pm$ 1 997	11 057 429 $\pm$ 3 325
2 traces GSF de $p_T > 10$ GeV	504 086 $\pm$ 710	2 385 120 $\pm$ 1 544	3 634 261 $\pm$ 1 906	3 717 550 $\pm$ 1 928	10 241 017 $\pm$ 3 200
Associées à un SuperCluster ( $\Delta R < 0.9$ )	503 898 $\pm$ 710	2 385 120 $\pm$ 1 544	3 632 672 $\pm$ 1 906	3 715 888 $\pm$ 1 928	10 236 606 $\pm$ 3 199
Isolation des traces	349 655 $\pm$ 600	1 649 616 $\pm$ 1 284	2 514 081 $\pm$ 1 586	2 575 025 $\pm$ 1 605	7 088 377 $\pm$ 2 662
SuperCluster : $H/E < 0.06$	263 446 $\pm$ 513	1 201 693 $\pm$ 1 096	1 819 428 $\pm$ 1 349	1 800 838 $\pm$ 1 342	5 085 405 $\pm$ 2 255
SuperCluster : énergie $> 25$ GeV	251 257 $\pm$ 501	1 150 007 $\pm$ 1 072	1 744 326 $\pm$ 1 321	1 734 176 $\pm$ 1 317	4 879 766 $\pm$ 2 209
1 pair $e^+/e^-$ vérifiant : $70 < M_{inv} < 110$ GeV	197 211 $\pm$ 444	900 803 $\pm$ 949	1 362 241 $\pm$ 1 167	1 353 113 $\pm$ 1 163	3 813 368 $\pm$ 1 953

TABLE 4.4 – Évolution du nombre d'événements vérifiant les différents critères de sélection, pour les données issus de collisions proton-proton à 8 TeV. La luminosité intégrée est  $19.8 \text{ fb}^{-1}$ .

Coupages sur les traces	Run A	Run B	Run C	Run D	Total
Nombre de traces sélectionnées	394 422 ± 628	1 801 606 ± 1 342	2 724 482 ± 1 650	2 706 226 ± 1 645	7 626 736 ± 2 761
Nombre de coups > 13	362 140 ± 601	1 655 130 ± 1 286	2 504 508 ± 1 582	2 474 398 ± 1 573	6 996 176 ± 2 645
Nombre de coups manquants = 0	311 032 ± 557	1 410 722 ± 1 187	2 129 418 ± 1 459	2 094 737 ± 1 447	5 945 909 ± 2 438
Coordonnée $r$ du dernier coup > 1 m	233 502 ± 483	1 064 419 ± 1 031	1 606 499 ± 1 267	1 582 778 ± 1 258	4 487 198 ± 2 118
$\chi^2$ normalisé < 5	226 154 ± 475	1 029 285 ± 1 014	1 554 747 ± 1 246	1 530 103 ± 1 236	4 340 289 ± 2 083
$f_{brem} < 0.2$ et $ \eta  < 1$	83 014 ± 288	382 179 ± 618	581 115 ± 762	572 522 ± 756	1 618 830 ± 1 272
SuperCluster : Nombre de clusters = 1	54 828 ± 234	245 841 ± 495	364 425 ± 603	340 468 ± 583	1 005 562 ± 1 002

TABLE 4.5 – Évolution du nombre de traces vérifiant les différents critères de sélection, pour les données issues de collisions proton-proton à 8 TeV, dans les événements ayant passés la sélection décrite dans le tableau 4.4. La luminosité intégrée est  $19.8 \text{ fb}^{-1}$ .

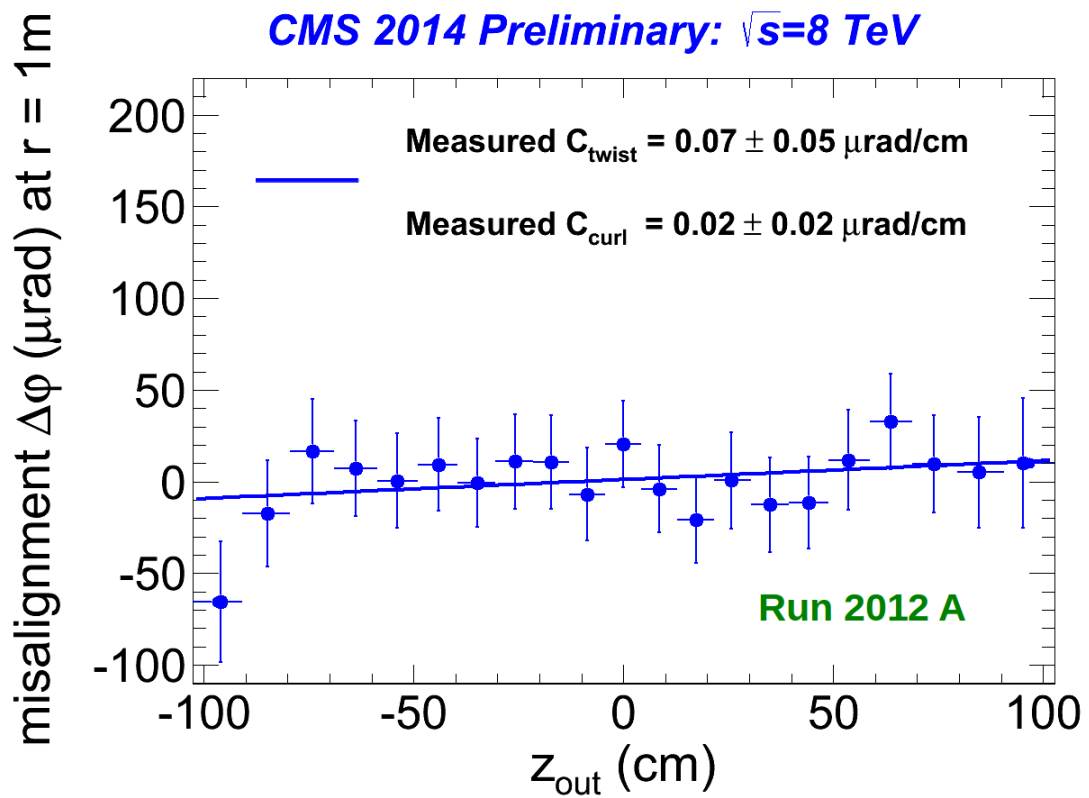


FIGURE 4.20 – Mesure du désalignement  $\Delta\phi$ , calculé à  $r = 1$  m, en fonction de  $z_{\text{out}}$  du dernier coup reconstruit des traces utilisées, sur les données enregistrées au cours du Run A des collisions à 8 TeV.

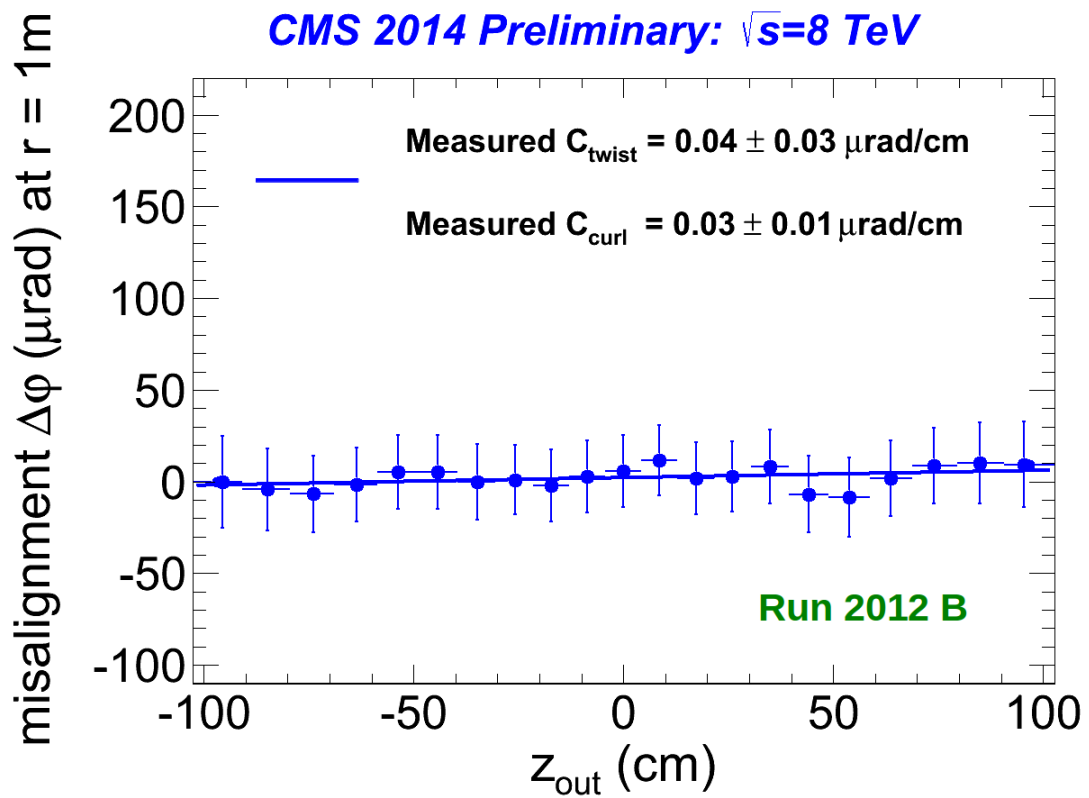


FIGURE 4.21 – Mesure du désalignement  $\Delta\phi$ , calculé à  $r = 1$  m, en fonction de  $z_{\text{out}}$  du dernier coup reconstruit des traces utilisées, sur les données enregistrées au cours du Run B des collisions à 8 TeV.

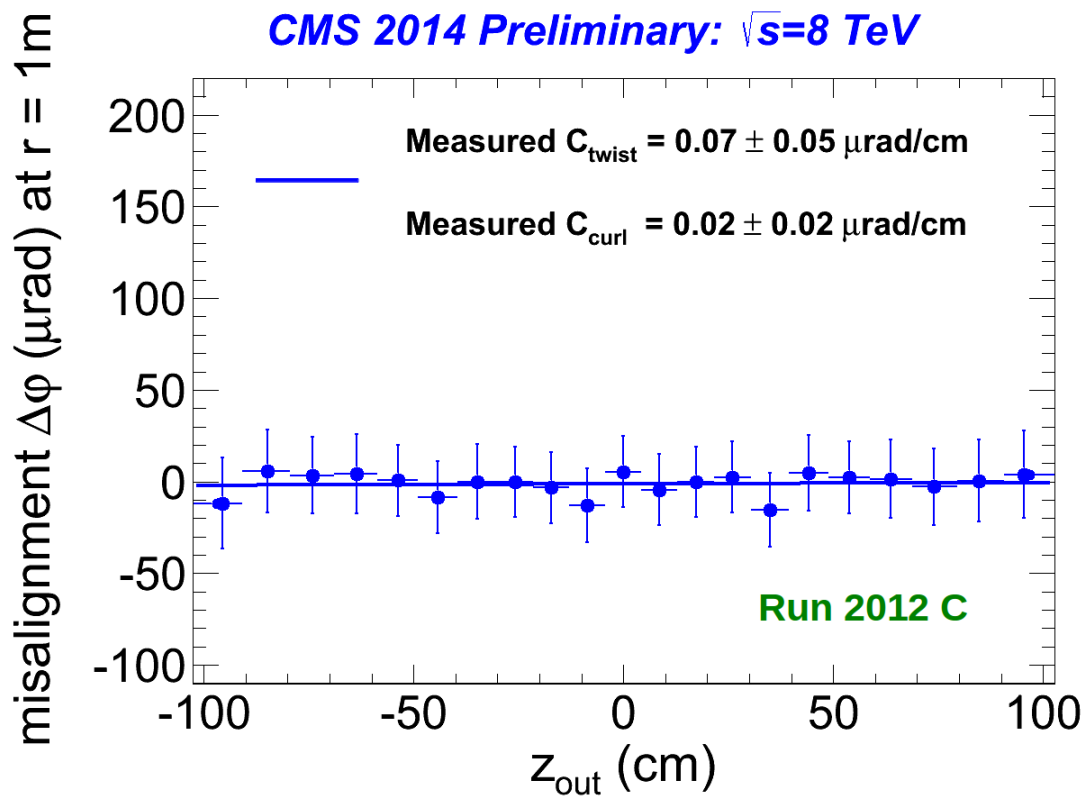


FIGURE 4.22 – Mesure du désalignement  $\Delta\phi$ , calculé à  $r = 1$  m, en fonction de  $z_{\text{out}}$  du dernier coup reconstruit des traces utilisées, sur les données enregistrées au cours du Run C des collisions à 8 TeV.

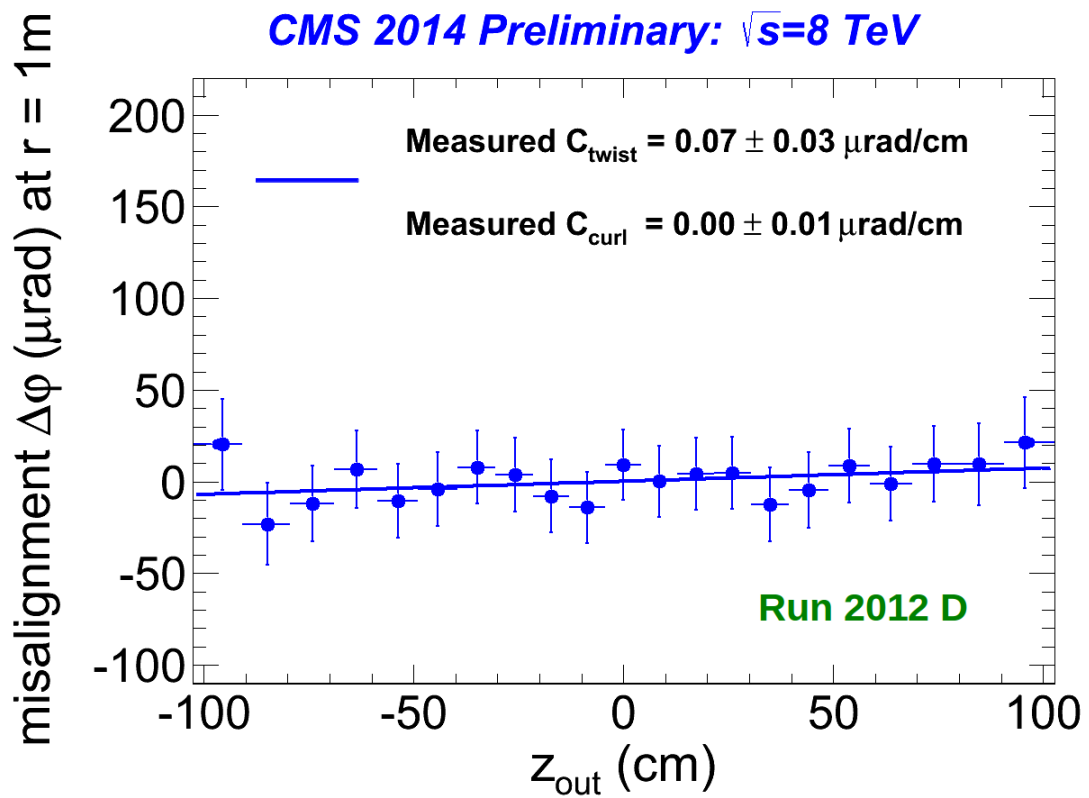


FIGURE 4.23 – Mesure du désalignement  $\Delta\phi$ , calculé à  $r = 1$  m, en fonction de  $z_{\text{out}}$  du dernier coup reconstruit des traces utilisées, sur les données enregistrées au cours du Run D des collisions à 8 TeV.



## 4.4 Conclusions et perspectives

Un outil de validation de l'alignement du trajectographe de CMS a été développé pour permettre la détection de déformations du trajectographe auxquelles les méthodes de détection standards ne sont que faiblement sensibles. L'outil a été validé par la collaboration CMS, et sera intégré dans le programme officiel à partir de la version *CMSSW\_7\_X\_X*. À partir du redémarrage du LHC en 2015, il sera utilisé pour la validation de l'alignement du trajectographe pour les données à 13 TeV. En outre ce travail a fait l'objet de la publication d'une note interne (CMS-DP-2014-019).

Des améliorations viendront en outre compléter les fonctionnalités de l'outil au cours de l'année 2015. La sensibilité de l'outil sera tout d'abord étendue aux bouchons du trajectographe. Une réoptimisation de la sélection pour les traces associées à un SuperCluster reconstruits dans les bouchons du calorimètre électromagnétique devra être effectuée. De plus, la création d'une méthode dédiée à la quantification des déformations Sagittales est également prévue.

# Chapitre 5

## Contexte théorique de l'analyse et signal recherché

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Supersymétrie : principe fondamental et conséquences . . . .</b>	<b>119</b>
5.1.1	Principe . . . . .	119
5.1.2	Naturalité de la théorie . . . . .	120
5.1.3	Unification des constantes de jauge . . . . .	120
<b>5.2</b>	<b>Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal : MSSM . . .</b>	<b>120</b>
5.2.1	Contenu en champs . . . . .	120
5.2.2	Lagrangien d'interaction des fermions . . . . .	122
5.2.3	Brisure de la Supersymétrie dans le MSSM . . . . .	124
5.2.4	Neutralinos et charginos : états propres de masse . . . . .	125
<b>5.3</b>	<b>La parité R . . . . .</b>	<b>126</b>
5.3.1	Couplages violant les nombres leptonique et baryonique . . . . .	126
5.3.2	Définition de la Parité R . . . . .	127
5.3.3	Implications phénoménologiques . . . . .	127
<b>5.4</b>	<b>Limites actuelles sur la Supersymétrie RPV . . . . .</b>	<b>129</b>
5.4.1	Recherche de la Supersymétrie au LHC : hypothèses de travail . . . . .	129
5.4.2	Contraintes indirectes sur les couplages $\lambda_{121}$ et $\lambda_{122}$ . . . . .	129
5.4.3	Contraintes directes au LHC . . . . .	130
5.4.4	Contraintes inclusives . . . . .	130
5.4.5	Particules à long temps de vie dans les modèles RPV . . . . .	131
<b>5.5</b>	<b>Présentation du signal étudié . . . . .</b>	<b>136</b>
5.5.1	Le Lagrangien des couplages trilineaires $\lambda_{ijk}$ . . . . .	136
5.5.2	Production des neutralinos au LHC . . . . .	137
5.5.3	Désintégrations du neutralino par des couplages de type $\lambda$ . . . . .	137
5.5.4	Événements de signal générés . . . . .	142
<b>5.6</b>	<b>Objectifs de l'analyse . . . . .</b>	<b>143</b>

---

Outre la recherche du Boson de Higgs, l'une des principales raisons ayant motivé la construction du LHC, et du détecteur CMS, est la recherche de Nouvelle Physique. Parmi les différentes théories susceptibles d'être mises en évidence auprès de l'expérience CMS, la Supersymétrie est l'une des plus activement recherchées.

L'analyse menée dans cette thèse sur les données de collisions à 8 TeV enregistrées en 2012 par CMS consiste à tenter de mettre en évidence la présence de particules massives, neutres, et à long temps de vie, se désintégrant en un état final comprenant un électron et un muon. On s'intéressera en l'occurrence à des temps de vie permettant une désintégration de cette particule dans le volume du trajectographe.

La Supersymétrie n'est pas la seule théorie de Nouvelle Physique prédisant la désintégration leptonique de particules à long temps de vie. On peut ainsi citer les modèles de type « *Hidden Valley* » [61] ou encore les modèles de type  $Z'$  [62]. En Supersymétrie ce type de signatures est prédit par les modèles de « *Split Supersymmetry* » [63], ainsi que par la Supersymétrie avec violation de parité R [64], notamment le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM). C'est dans le cadre de ce dernier modèle que se placera notre étude.

Ce chapitre débute par une introduction générale à la Supersymétrie. Le MSSM est ensuite discuté plus en détail. En particulier, une section est consacrée à la présentation de la symétrie dite de « Parité R », et aux implications phénoménologiques de sa violation dans le MSSM. La simulation de signal utilisée dans le cadre de l'analyse est ensuite décrite, et les principales caractéristiques des événements générés sont présentées. Enfin, la dernière partie de ce chapitre donne un aperçu de l'état des contraintes existantes sur la supersymétrie avec violation de parité R, en particulier celles concernant directement notre signal.

## 5.1 Supersymétrie : principe fondamental et conséquences

### 5.1.1 Principe

La Supersymétrie est fondée sur le principe de l'existence d'une symétrie entre fermions et bosons. Elle est réalisée par l'introduction d'un nouvel opérateur fermionique, appelé opérateur de « supercharge »  $Q$ , et de son conjugué hermitique  $Q^\dagger$ , permettant d'associer à tout état fermionique  $|F\rangle$  un état bosonique  $|B\rangle$ , et inversement. Dans le cas général, plusieurs couples d'opérateurs  $Q$  et  $Q^\dagger$  peuvent être introduits. Dans le cas du MSSM, on se réduit à un seul couple d'opérateurs. Ces opérateurs agissent de la façon suivante :

$$Q|F\rangle = |B\rangle \quad ; \quad \langle F|Q^\dagger = \langle B| \quad (5.1)$$

$$Q|B\rangle = |F\rangle \quad ; \quad \langle B|Q^\dagger = \langle F| \quad (5.2)$$

Les fermions et les bosons sont différenciés par leur spin, respectivement demi-entier et entier, et  $Q$  agit donc sur le spin, le modifiant d'une valeur demi-entière. Ainsi, pour chaque fermion du Modèle Standard, un partenaire boson, appelé « sfermion » (en particulier « slepton » ou « squark ») est introduit. De la même façon, pour chaque boson ou boson de jauge, un partenaire fermion, appelé « jaugino », est introduit.

La Supersymétrie est une symétrie d'espace temps. Les générateurs des transformations supersymétriques,  $Q$  et  $Q^\dagger$ , sont fermioniques, contrairement à ceux du groupe de Lorentz, qui sont des générateurs bosoniques. L'algèbre supersymétrique est ainsi définie par les relations d'anticommutation - propres aux opérateurs fermioniques - des opérateurs  $Q$  et  $Q^\dagger$  [15] :

$$\{Q_\alpha, Q_{\dot{\alpha}}^\dagger\} = -2\sigma_{\alpha\dot{\alpha}}^\mu P^\mu \quad (5.3)$$

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = 0, \quad \{Q_{\dot{\alpha}}^\dagger, Q_{\dot{\beta}}^\dagger\} = 0 \quad (5.4)$$

où  $\sigma^\mu$  sont les matrices de Dirac, et les indices  $\alpha$  et  $\dot{\alpha}$  dénotent respectivement les deux premières et les deux dernières composantes d'un spineur de Dirac. À ces relations s'ajoutent les relations de commutations avec l'opérateur quadri-impulsion  $P^\mu$  :

$$[Q_\alpha, P^\mu] = 0, \quad [Q_{\dot{\alpha}}^\dagger, P^\mu] = 0 \quad (5.5)$$

À partir de cette dernière relation, on peut montrer que deux états reliés par une opération de supersymétrie ont la même masse. En effet, le carré de l'opérateur quadri-impulsion, qui commute avec les opérateurs de supercharge fait apparaître la masse de l'état fermionique ou bosonique sur lequel on l'applique.

Une particule du Modèle Standard a donc la même masse que la particule supersymétrique qui lui est associée. Du reste, toutes les autres caractéristiques restent également identiques sous les opérations de supersymétrie, et les deux particules diffèrent uniquement en terme de spin.

Pourtant, cette équivalence de masse n'a jamais été observée expérimentalement, alors que les particules supersymétriques ainsi prédites se situent dans un domaine d'énergie accessible depuis longtemps à l'expérience. Si elles existent, les particules supersymétriques doivent donc avoir des masses bien supérieures à celles de leurs partenaires du Modèle Standard. La Supersymétrie est donc une symétrie brisée. Le moyen de réaliser cette brisure sera décrit dans la section 5.2.3.

### 5.1.2 Naturalité de la théorie

La Supersymétrie permet d'apporter une solution élégante au problème de naturalité décrit dans la section 1.2.4. En effet, en associant à chaque boson un partenaire fermion, et à chaque fermion un partenaire boson, elle permet l'émergence de nouvelles particules, qui se couplent au boson de Higgs. Elles apportent ainsi leurs contributions à la correction de la masse du Higgs.

Or, dans le cas où une particule du Modèles Standard et son partenaire supersymétriques ont une masse similaire, leurs contributions sont exactement identiques, mais de signes opposés. Ainsi, la somme de l'ensemble des contributions à la correction de la masse du Higgs est nulle, et le problème de naturalité est résolu.

Cependant, ainsi qu'évoqué précédemment, la Supersymétrie, si elle existe, est une symétrie brisée, et l'équivalence de masse n'est pas exacte. Ainsi, la correction à la masse du Higgs dépend toujours quadratiquement de l'échelle d'énergie. La compatibilité de la Supersymétrie avec un Higgs de masse stable demeure malgré tout possible, mais elle pose une limite haute sur l'échelle d'énergie à laquelle celle-ci doit se manifester. Ainsi, la différence de masse entre une particule du Modèle Standard et son partenaire supersymétrique doit être de l'ordre du TeV. C'est donc à cette échelle d'énergie que l'on s'attend à découvrir la Supersymétrie.

### 5.1.3 Unification des constantes de jauge

Une autre conséquence intéressante de la Supersymétrie concerne l'unification des constantes de couplage des trois groupes de jauge  $SU(3)_C$ ,  $SU(2)_L$ , et  $U(1)_Y$ . Les valeurs de ces couplages dépendent de l'échelle d'énergie à laquelle ils sont considérés, et cette dépendance est donnée par les équations du groupe de renormalisation [65]. En Supersymétrie, contrairement au Modèle Standard, les trois constantes de couplage associées à chacun des groupes de symétrie se rejoignent en une valeur commune à très haute énergie. L'évolution de ces constantes est montrée, dans la figure 5.1 [15], pour le cas du Modèle Standard et du modèle supersymétrique minimal, le MSSM. Dans une perspective de recherche d'une théorie de grande unification, cette conséquence est un argument supplémentaire en faveur de la Supersymétrie.

## 5.2 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal : MSSM

### 5.2.1 Contenu en champs

Parmi tous les modèles d'extensions supersymétriques cohérents, le Modèle Standard Supersymétrique Minimal, ou MSSM, est celui qui introduit le plus petit nombre de nouveaux champs. La Supersymétrie y est réalisée par l'introduction d'un seul couple de générateurs  $Q$  et  $Q^\dagger$ . Ainsi, le contenu en champs du MSSM comprend tous les champs déjà présents dans le Modèle Standard, auxquels viennent s'ajouter tous les champs obtenus par l'actions des opérateurs  $Q$  et  $Q^\dagger$ . Une particule et son partenaire supersymétrique sont regroupés au sein d'un « supermultiplet ».

Dans le MSSM, on cherche à exprimer les fermions de la théorie en terme de spineur de

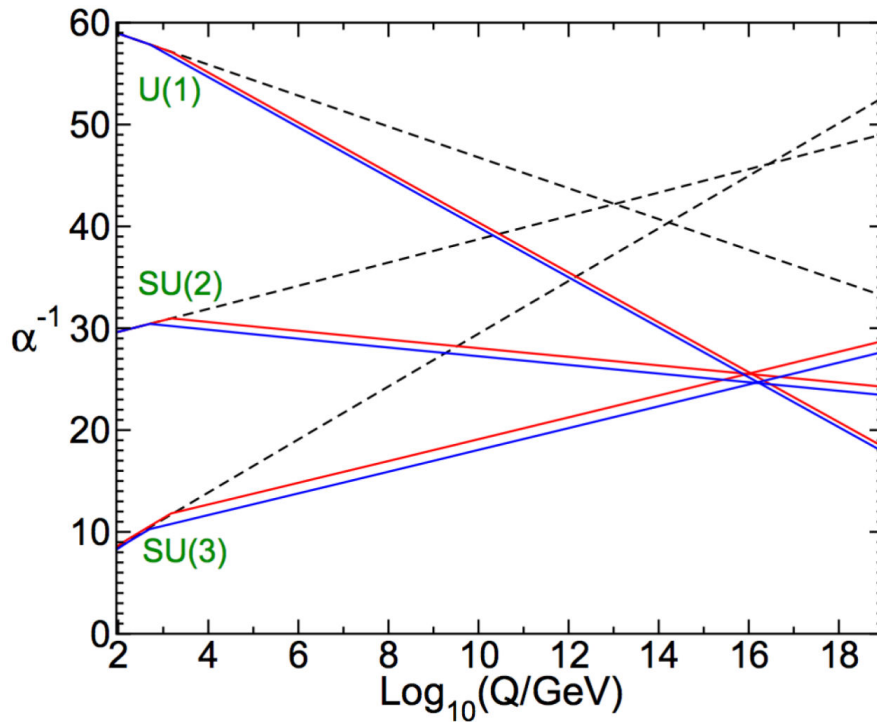


FIGURE 5.1 – Évolution de l'inverse des constantes de couplage associées aux trois groupes de jauge du Modèle Standard, en fonction de l'échelle d'énergie  $Q$ . Les lignes en pointillés représentent l'évolution dans le cas du Modèle Standard. Les lignes bleues et rouges représentent l'évolution dans le cas du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) pour deux scénarii de masses différents.

Weyl. Les spineurs de Dirac peuvent cependant s'écrire comme des doublets de spineurs de Weyl, ce qui nous permettra dans la suite de continuer à utiliser la notation de Dirac. La correspondance entre spineurs de Weyl et de Dirac est discuté dans la référence [64].

Pour les fermions, la structure en doublets et singulets d'isospin est conservée par le MSSM. Ainsi, à un fermion gaucher, doublet d'isospin, on associe un doublet supersymétrique d'isospin. De même, à un fermion droitier, un singulet d'isospin est associé. Ils sont regroupés au sein de supermultiplets chiraux, noté  $\Phi^i$ . Ces derniers sont constitués d'un champ scalaire complexe, noté  $\phi^i$ , d'un fermion de Weyl noté  $\chi^i$ , et d'un champ scalaire auxiliaire, noté  $F^i$ . Ainsi :

$$\Phi^i = (\phi^i, \chi^i, F^i) \quad \text{où } i \text{ décrit l'ensemble des fermions du MS} \quad (5.6)$$

Les bosons de jauge sont quant à eux associés à leur partenaires supersymétriques au sein de supermultiplets vectoriels, que l'on notera  $V^a$ . Ces derniers sont composés d'un fermion de Weyl noté  $\lambda^a$ , d'un champ de jauge non-massif noté  $A_\mu^a$  et d'un champ scalaire auxiliaire réel noté  $D^a$ . Ainsi :

$$V^a = (\lambda^a, A_\mu^a, D^a) \quad \text{où } a \text{ décrit l'ensemble des bosons vecteurs du MS} \quad (5.7)$$

Les 8 gluons  $G^a$  sont associés à des gluinos  $\tilde{G}^a$ . Aux bosons de l'interaction électrofaible sont associé les Winos  $\tilde{W}^1, \tilde{W}^2$  et  $\tilde{W}^3$  et le Bino  $\tilde{B}$ .

Enfin, le MSSM contient deux doublets de Higgs, et leur partenaires supersymétriques, appelés Higgsinos. La présence de ces deux doublets de Higgs, l'un d'hypercharge  $+1/2$ , l'autre d'hypercharge  $-1/2$ , est nécessaire pour donner leurs masses respectivement aux quarks de type *up*, et aux leptons chargés et quarks de type *down*. Ces deux doublets sont chacun associés à leur partenaire supersymétrique au sein d'un même supermultiplet chiral. Le contenu en champs du MSSM est résumé dans le tableau 5.1 [15].

## 5.2.2 Lagrangien d'interaction des fermions

Dans le MSSM, la partie du Lagrangien décrivant les interactions entre les particules de matière est obtenue en dérivant une fonction holomorphe de champs complexes  $\phi$ , appelé le superpotentiel. Si l'on considère la forme la plus générale du superpotentiel, en considérant tous les termes renormalisables et respectant les conditions d'invariance de jauge, ce dernier s'écrit :

$$\begin{aligned} W_{int} = & \lambda_{ij}^e H_d L_i E_j^c + \lambda_{ij}^e H_d Q_i D_j^c + \lambda_{ij}^u H_u Q_i U_j^c + \mu H_u H_d \\ & + \frac{1}{2} \lambda_{ijk} L_i L_j E_k^c + \lambda'_{ijk} L_i Q_j D_k^c + \frac{1}{2} \lambda''_{ijk} U_i^c D_i^c D_k^c + \mu_i H_u L_i \end{aligned} \quad (5.8)$$

où  $c$  dénote la conjugaison de charge, et où une sommation est effectuée sur les indices de famille  $i, j, k = 1, 2, 3$ , les indices étant maintenus en bas par soucis de lisibilité. Les termes  $H, L, E, Q, D$  et  $U$  sont des superchamps chiraux. Ces derniers, dont une description détaillée est donnée dans la référence [15], sont des objets regroupant les champs bosonique, fermionique et auxiliaire d'un même supermultiplet. En particulier, les superchamps  $L_i$  regroupent les leptons gauchers et leurs partenaires supersymétriques, et les

Champs du Modèle Standard		spin	Champs supersymétriques		spin	$\mathbf{SU(3)}_C \times \mathbf{SU(2)}_L \times \mathbf{U(1)}_Y$
Leptons	$\begin{pmatrix} \nu_i \\ l_{iL} \end{pmatrix}$	1/2	Sleptons	$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_i \\ \tilde{l}_{iL} \end{pmatrix}$	0	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
	$l_{iR}^\dagger$	1/2		$\tilde{l}_{iR}^*$	0	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 1)$
Quarks	$\begin{pmatrix} u_{iL} \\ d_{iL} \end{pmatrix}$	1/2	Squarks	$\begin{pmatrix} \tilde{u}_{iL} \\ \tilde{d}_{iL} \end{pmatrix}$	0	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, \frac{1}{6})$
	$u_{iR}^\dagger$	1/2		$\tilde{u}_{iR}^*$	0	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
	$d_{iR}^\dagger$	1/2		$\tilde{d}_{iR}^*$	0	$(\mathbf{3}, \mathbf{1}, -\frac{1}{3})$
Higgs	$\begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix}$	0	Higgsinos	$\begin{pmatrix} \tilde{H}_u^+ \\ \tilde{H}_u^0 \end{pmatrix}$	1/2	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, \frac{1}{2})$
	$\begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix}$	0		$\begin{pmatrix} \tilde{H}_d^0 \\ \tilde{H}_d^- \end{pmatrix}$	1/2	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
Bosons de jauge	$G_\mu^a$	0	Gluinos	$\tilde{G}_\mu^a$	1/2	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
	$W_\mu^a$	0	Winos	$\tilde{W}_\mu^a$	1/2	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
	$B_\mu$	0	Bino	$\tilde{B}_\mu$	1/2	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

TABLE 5.1 – Supermultiplets chiraux et vectoriels du MSSM. Le terme  $i$  fait référence à la famille de masse. Dans la colonne de gauche, les deux premiers termes de chaque parenthèse correspondent à la représentation du champ dans le groupe considéré, tandis que le dernier terme représente l'hypercharge faible.



superchamps  $E_i$  regroupent les leptons et les sleptons droitiers.

Afin d'obtenir l'expression des termes d'interaction du Lagrangien impliquant les fermions, on dérive le superpotentiel par rapport à l'ensemble des champs scalaires de la théorie :

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{1}{2} \frac{\partial W}{\partial \phi_\alpha \partial \phi_\beta} \psi_\alpha \psi_\beta - \frac{1}{2} \frac{\partial W^*}{\partial \phi_\alpha^* \partial \phi_\beta^*} \bar{\psi}_\alpha \bar{\psi}_\beta \quad (5.9)$$

où  $\phi_\alpha$  et  $\phi_\beta$  représentent les champs scalaires complexes des supermultiplets chiraux (équation 5.6). Les indices  $\alpha$  et  $\beta$  sont sommés sur l'ensemble des champs scalaires complexes existant dans la théorie. Les termes  $\psi_\alpha$  et  $\psi_\beta$  sont les spineurs de Weyl associés à  $\phi_\alpha$  et  $\phi_\beta$ , respectivement. L'indice  $c$  dénote toujours la conjugaison de charge et l'indice  $*$  le conjugué complexe. L'expression développée de ce Lagrangien ne sera pas donnée ici. Une démonstration complète est présentée dans la référence [15].

### 5.2.3 Brisure de la Supersymétrie dans le MSSM

L'équivalence des masses entre particules du Modèle Standard et particules supersymétriques n'étant pas observée, la Supersymétrie, si elle existe, est nécessairement une symétrie brisée. Il existe des obstacles théoriques à la formulation d'un mécanisme de brisure spontanée similaire à celui de la brisure de la symétrie électrofaible dans le Modèle Standard. En l'absence de mécanisme satisfaisant, l'une des solutions privilégiées est donc de briser « explicitement » cette symétrie par l'introduction dans le Lagrangien de termes dits de « brisure douce ». On décompose ainsi le Lagrangien en :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{soft} \quad (5.10)$$

Le terme  $\mathcal{L}_{SUSY}$  est invariant sous les transformations supersymétriques, et contient l'ensemble des interactions de jauge et de Yukawa (interactions des particules de matière) pour les champs listés dans le tableau 5.1. Sa construction est décrite en détail dans la référence [15].

Dans le cas le plus général, le terme  $\mathcal{L}_{soft}$  contient l'ensemble des termes renormalisables possibles brisant la Supersymétrie, et compatibles avec la résolution du problème de hiérarchie. Dans le cas du MSSM, le nombre de termes supplémentaires est réduit au minimum nécessaire. Malgré tout, le modèle comporte tout de même 124 paramètres libres [66], ce qui limite la prédictivité du modèle et rend difficile les études expérimentales.

Afin de réduire le nombre de paramètres libres, les phénoménologues utilisent des modèles contraints. On peut citer l'exemple du modèle cMSSM (*c* pour *constrained*). Dans ce modèle, les particules sont séparées en deux secteurs distincts, appelés respectivement secteur caché (inaccessibles par l'expérience) et secteur visible. La brisure spontanée de la Supersymétrie a alors lieu dans le secteur caché, qui interagit avec le secteur visible par le biais de l'interaction gravitationnelle. En outre, le modèle cMSSM impose l'unification de certains paramètres à haute énergie (échelle de grande unification, GUT :  $M_{GUT} \sim 2 \cdot 10^{16}$  GeV), ce qui permet de limiter à 5 le nombre de nouveaux paramètres libres par rapport au Modèle Standard. Ces paramètres sont :

- $m_0$  : masse scalaire universelle, soit la masse de toutes les particules scalaires à l'échelle GUT.

- $m_{1/2}$  : masse de tous les jauginos à l'échelle GUT.
- $A_0$  : couplage trilineaire universel entre trois scalaires (deux sfermions et un Higgs) à l'échelle GUT.
- Le signe de  $\mu$ , terme de masse des Higgsinos.
- $\tan\beta$  : rapport des valeurs attendues dans le vide des champs  $\tilde{H}_u^0$  et  $\tilde{H}_d^0$ .

Ces cinq paramètres nous permettent de calculer les valeurs des paramètres du cMSSM à basse énergie, par l'intermédiaire des équations du groupe de renormalisation [65].

### 5.2.4 Neutralinos et charginos : états propres de masse

Les gluinos étant des octuplets de couleur, ils ne se mélangent avec aucune autre particule. En revanche, pour les bosons de l'interaction électrofaible, la correspondance avec les partenaires supersymétriques n'est pas aussi directe. Les Winos  $\tilde{W}^1$ ,  $\tilde{W}^2$  et  $\tilde{W}^3$  et le Bino  $\tilde{B}$  se mélangent, à l'instar de leur partenaires du Modèle Standard, mais ces nouveaux champs se couplent également aux composantes fermioniques des supermultiplets de Higgs. Ces mélanges donnent naissance à des états propres de masse appelés charginos, notés  $\tilde{\chi}_i^\pm$  ( $i = 1, 2$ ), et neutralinos, notés  $\tilde{\chi}_i^0$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ), classés par ordre de masse croissante. Le neutralino le plus léger est donc noté  $\tilde{\chi}_1^0$ . Les neutralinos sont ainsi définis par :

$$\begin{pmatrix} \tilde{\chi}_1^0 \\ \tilde{\chi}_2^0 \\ \tilde{\chi}_3^0 \\ \tilde{\chi}_4^0 \end{pmatrix} = N_{\chi^0} \begin{pmatrix} \tilde{B} \\ \tilde{W}^3 \\ \tilde{H}_u^0 \\ \tilde{H}_d^0 \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

où  $N_{\chi^0}$  est la matrice de mélange au premier ordre :

$$N_{\chi^0} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -m_Z c_\beta s_W & m_Z c_\beta s_W \\ 0 & M_2 & m_Z c_\beta c_W & -m_Z s_\beta c_W \\ -m_Z c_\beta s_W & m_Z c_\beta c_W & 0 & -\mu \\ m_Z s_\beta s_W & -m_Z s_\beta c_W & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (5.12)$$

Les termes  $M_1$  et  $M_2$  sont respectivement les termes de masse des jauginos  $\tilde{B}$  et  $\tilde{W}^3$  qui apparaissent dans le Lagrangien de brisure douce de l'équation 5.10. Les termes  $c_\beta$ ,  $s_\beta$ ,  $c_W$  et  $s_W$  sont respectivement les abréviations du cosinus et du sinus des paramètres  $\beta$  et  $\theta_W$ . Le paramètre  $\theta_W$  est l'angle de Weinberg dont la valeur est donnée par :

$$c_W = \cos\theta_W = \frac{m_W}{m_Z} \quad (5.13)$$

Les états propres de masses sont obtenus en diagonalisant la matrice  $N$ , et les valeurs propres associées correspondent aux valeurs des masses.

De façon semblable, la matrice de mélange des charginos est quant à elle définie dans la base  $(\tilde{W}^+, \tilde{H}_u^+, \tilde{W}^-, \tilde{H}_d^-)$  par :

$$N_{\chi^\pm} = \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{X}^T \\ \mathbf{X} & 0 \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

avec :

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}s_\beta m_W \\ \sqrt{2}c_\beta m_W & \mu \end{pmatrix} \quad (5.15)$$

## 5.3 La parité R

### 5.3.1 Couplages violant les nombres leptonique et baryonique

Par construction, le Lagrangien du Modèle Standard ne peut contenir de termes violant le nombre leptonique, ni le nombre leptonique de saveur, en raison du respect des conditions de renormalisabilité et d'invariance sous les transformations de jauge. Il en va de même pour le nombre baryonique. N'étant pas imposées *a priori*, mais plutôt constatées *a posteriori*, les conservations de ces nombres quantiques sont qualifiées de « symétries accidentelles ». En Supersymétrie en revanche, des couplages autorisant la violation ces lois de conservation apparaissent dans le Lagrangien.

Ainsi qu'évoqué précédemment, dans le MSSM, le superpotentiel obtenu en considérant tous les termes renormalisables et respectant les conditions d'invariance de jauge fait apparaître dans le Lagrangien des interactions violant le nombre leptonique ou hadronique. Dans le superpotentiel de l'équation 5.8, les termes à l'origine des couplages en question correspondent à :

$$W_{RPV} = \frac{1}{2}\lambda^{ijk}L_iL_jE_k^c + \lambda'^{ij}_kL_iQ_jD^{kc} + \frac{1}{2}\lambda''_{ijk}U^{ic}D^{jc}D^{kc} + \mu^iH_uL_i \quad (5.16)$$

Lorsque l'on dérive le Lagrangien d'interaction des fermions à partir de ce superpotentiel (équation 5.9), les couplages trilineaires, notés  $\lambda$ , couplent un sfermion et deux fermions, tandis que les couplages bilinéaires,  $\mu^i$ , couplent un lepton et un Higgsino. En particulier :

- Couplages  $\lambda$  : associent un slepton et deux leptons. Ils violent le nombre leptonique.
- Couplages  $\lambda'$  : associent un slepton et deux quarks. Ils violent le nombres leptonique, une violation du nombre baryonique est également possible.
- Couplages  $\lambda''$  : associent un squark et deux quarks. Ils violent le nombre baryonique.
- Couplages  $\mu^i$  : associent un lepton et un Higgsino.

### 5.3.2 Définition de la Parité R

Une des conséquences fâcheuses de l'existence de ces couplages est que certains d'entre eux induisent l'existence d'un canal de désintégration possible pour le proton, ainsi qu'illustré par le diagramme de Feynman de la figure 5.2. Or, la stabilité du proton est vérifiée expérimentalement, et la limite basse sur son temps de vie est de l'ordre de  $10^{33}$  années [67].

Afin que la Supersymétrie soit compatible avec cette observation expérimentale, une des solutions a été de postuler l'existence d'une nouvelle symétrie : la conservation de la parité R. La parité R est un nombre quantique multiplicatif défini par :

$$R = (-1)^{3B+L+2s} \quad (5.17)$$

où  $B$  est le nombre baryonique,  $L$  le nombre leptonique, et  $s$  le spin. Ce nombre quantique est construit de telle façon qu'il soit égal à  $(+1)$  pour les particules du Modèle Standard et à  $(-1)$  pour les particules supersymétriques. En imposant le respect de la parité R, on proscrie l'existence des couplages de type  $\lambda$ ,  $\lambda'$ ,  $\lambda''$  et  $\mu^i$ , et la stabilité du proton est assurée.

La conservation de la parité R n'est cependant pas la seule façon de répondre à cette question. D'autres solutions sont envisageables, et constituent les modèles dit de « violation de parité R », ou RPV (*R-Parity Violation*). Certains modèles garantissent ainsi la stabilité du proton sans interdire l'ensemble des couplages  $\lambda$ , en remplaçant la parité R par une autre symétrie (*baryon-triality* [68], *lepton-parity* [69]).

Il est également raisonnable d'autoriser la présence de l'ensemble de ces couplages sans pour autant contrevenir à la stabilité du proton. En effet, seuls les couplages de types  $\lambda'$  et  $\lambda''$  étant impliqués dans le processus de désintégration, on peut tout à fait imaginer que les valeurs de ces constantes soient suffisamment faibles pour respecter la limite expérimentale. En outre, le couplage auquel nous nous intéresserons dans cette thèse,  $\lambda$ , n'est quant à lui pas contraint par le temps de vie du proton.

### 5.3.3 Implications phénoménologiques

Le choix de postuler la conservation ou la violation de la parité R dans les interactions supersymétriques aboutit à des phénoménologies différentes, et influence la façon dont la supersymétrie est recherchée dans les expériences ATLAS et CMS au LHC.

En effet, l'une des différences fondamentales concerne la stabilité de la particule supersymétrique la plus légère, la LSP (*Lightest Supersymmetric Particle*). Si la parité R est conservée, cette dernière ne peut pas se désintégrer en un état final composé uniquement de particules du Modèle Standard. Si elle est neutre, elle fournit donc un candidat à l'explication de la matière noire. En outre, dans les détecteurs ATLAS et CMS, la production d'une telle particule se traduirait alors par la présence d'une quantité importante d'énergie transverse manquante.

Dans les modèles RPV en revanche, la LSP est susceptible de se désintégrer, et la capacité de la Supersymétrie à répondre au problème de la matière noire n'est plus aussi évidente<sup>1</sup>. Les signatures recherchées ne sont alors plus basées sur l'observation d'une

---

1. Une LSP neutre est cependant susceptible de constituer un candidat à la matière noire si son temps de vie est suffisamment long.

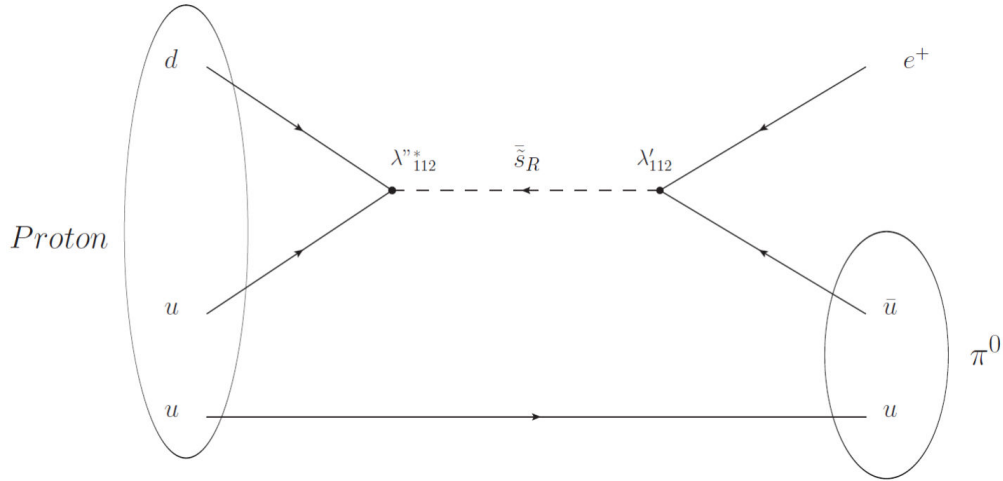


FIGURE 5.2 – Diagramme de Feynman de la désintégration d’un proton ( $uud$ ) en un pion  $\pi^0$  et un positron  $e^+$  par un processus faisant intervenir un squark étrange. Les nombres leptonique et baryonique ne sont pas conservés.

grande énergie transverse manquante.

En outre, dans les modèles RPV, les autres particules supersymétriques peuvent également se désintégrer vers un état final composé uniquement de particule du Modèle Standard. Ainsi, un chargino, même sans être la LSP, peut se désintégrer directement en particule du Modèle Standard, par exemple selon les diagrammes de Feynman présentés dans la figure 5.3. A contrario, en parité R conservée, la chaîne de désintégration de toutes les particules supersymétriques se termine par la production d’une LSP, même si plusieurs particules du Modèles Standard peuvent être produites au cours du processus.

Enfin, la conservation de la parité R impose que les particules supersymétriques soient produites par paires dans les collisions proton-proton du LHC, tandis que la violation de parité R autorise, en plus de cette production par paires, la production d’un nombre impair de particules supersymétriques.

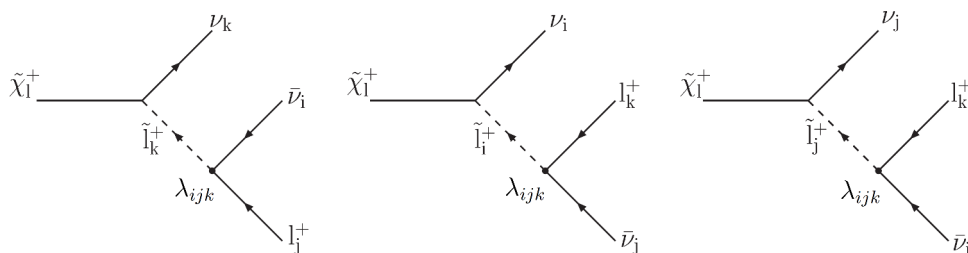


FIGURE 5.3 – Exemples de diagrammes de Feynman de la désintégration d’un chargino par les couplages trilineaire  $\lambda_{ijk}$  violant la parité R.

## 5.4 Limites actuelles sur la Supersymétrie RPV

### 5.4.1 Recherche de la Supersymétrie au LHC : hypothèses de travail

En Supersymétrie, la multitude de nouvelles particules et les nombreux canaux de désintégration possibles pour chacune d'elles oblige les expérimentateurs à rechercher différents processus de manière indépendante.

Auprès des expériences du LHC, les recherches ont d'abord procédé en se focalisant sur un processus particulier, et sur un canal de désintégration spécifique dans le cadre d'un modèle supersymétrique restreint (comme le mSSM par exemple), pour un petit nombre de paramètres libres. On postule généralement des rapports d'embranchement de 100 %. Le nombre de particules prises en compte est alors réduit. Le nombre d'événements attendus dans les collisions dépend ainsi de la masse des particules et de la section efficace de production des particules à l'origine de la chaîne de désintégration. On procède ensuite par des analyses successives, pour les différents processus, en commençant par les processus dominants. La combinaison de ces résultats nous permet de contraindre la supersymétrie, à défaut de la découvrir, pour des masses de plus en plus hautes, et des sections efficaces de plus en plus basses.

Une approche que l'on pourrait qualifier de plus « expérimentale » est aujourd'hui de plus en plus privilégiée : on considère une signature décrite par des modèles simplifiés, et non prédite par le Modèle Standard. Les résultats obtenus peuvent ensuite être réinterprétés dans le cadre de différents modèles.

Dans le cas de modèles simplifiés autorisant la violation de parité R il est également nécessaire de prendre en compte la valeur des constantes de couplage associées. En particulier, l'étude de ces couplages est généralement menée en formulant l'hypothèse que le couplage investigué domine par rapport aux autres couplages RPV, considérés comme négligeables. On parle d'hypothèse SCD (*Single Coupling Dominant*). Cette façon de procéder est dictée par les difficultés phénoménologiques liées à l'existence de 48 couplages RPV différents, mais elle est cependant partiellement justifiée par le fait que les limites indirectes sur ces couplages sont généralement plus contraignantes sur un produit de deux couplages (par exemple  $\lambda'$  et  $\lambda''$  dans la désintégration du proton) que sur un seul couplage [64].

### 5.4.2 Contraintes indirectes sur les couplages $\lambda_{121}$ et $\lambda_{122}$

Dans l'hypothèse de l'existence de couplages supersymétriques violant la parité R, ceux-ci sont susceptibles de contribuer à un ensemble de processus déjà observés et expliqués dans le cadre du Modèle Standard.

Pour un processus donné, l'amplitude de ces contributions doit être compatible avec les limites imposées par la précision des mesures expérimentales et l'incertitude sur les prédictions théoriques du Modèle Standard. Ainsi, le respect de ces conditions rend possible l'estimation d'une limite haute sur de nombreux couplages violant la parité R.

Ces limites, et les façons de les obtenir, sont nombreuses et ne seront pas détaillées ici. Une revue exhaustive peut être trouvée dans les références [64] [70]. On se limitera ici aux couplages  $\lambda_{121}$  et  $\lambda_{122}$ , par l'intermédiaire desquels le neutralino se désintègre dans

le cadre du signal recherché par notre analyse.

Les limites les plus contraignantes sur ces deux constantes de couplages sont obtenues à partir de leur contribution dans des processus de courant neutre, ou de courant chargé, dans le cadre de l'hypothèse SCD. En particulier, la limite indirecte la plus basse (à  $2\sigma$ ) est obtenue à partir de leur contribution à la désintégration  $\beta$  du neutron. Un exemple de diagramme de Feynman est donné dans la figure 5.4 [71]. Ainsi, les limites actuelles les plus basses sont [71] :

$$|\lambda_{121}| < \frac{M_{\tilde{e}_R}}{100\text{GeV}} 0.03 \quad \text{et} \quad |\lambda_{122}| < \frac{M_{\tilde{\mu}_R}}{100\text{GeV}} 0.03 \quad (5.18)$$

où  $M_{\tilde{e}_R}$  et  $M_{\tilde{\mu}_R}$  sont les masses du selectron et du smuon, partenaires supersymétriques de l'électron et du muon, respectivement.

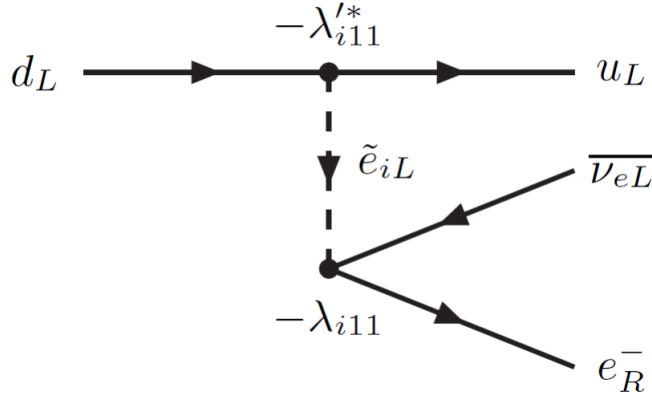


FIGURE 5.4 – Diagrammes de Feynman de la contribution d'un couplage de type  $\lambda$  à la désintégration nucléaire  $\beta$ .

En outre, des limites existent également sur le produit des couplages  $\lambda_{i12}$  et  $\lambda_{j21}$ . La plus contraignante est obtenue à partir de la désintégration radiative du muon en un électron et un photon, par un diagramme à une boucle impliquant un slepton [64] [72] :

$$|\lambda_{122}^* \lambda_{121}| < 8.2 \cdot 10^{-5} (2m_{\tilde{\nu}_L}^{-2} - m_{\tilde{l}_L}^{-2})^{-1} \quad (5.19)$$

### 5.4.3 Contraintes directes au LHC

### 5.4.4 Contraintes inclusives

Plusieurs analyses ont été conduites dans CMS et dans ATLAS ayant permis de calculer des limites sur les masses des particules supersymétriques dans les modèles supersymétriques avec violation de parité R.

L'état actuel de ces limites d'exclusions pour la supersymétrie avec violation de parité R obtenues par l'expérience CMS est présenté dans la figure 5.5. Ces résultats proviennent de 4 analyses distinctes, sensibles à différents types de signatures :

- EXO-12-049 [73] : Recherche de la désintégration résonante d'un gluino en trois quarks par les couplages RPV  $\lambda''$  violant le nombre baryonique. Une limite de 850 GeV est obtenue pour la masse des gluinos.
- SUS-13-013 [74] : Recherche de paires de leptons de même signe dans des événements contenant plusieurs jets. Cette analyse est sensible à la désintégration d'un gluino en trois quarks  $t$ ,  $b$  et  $s$  par les couplages  $\lambda''_{323}$ . Une limite de 900 GeV est obtenue pour la masse des gluinos.
- SUS-13-003 [75] : Recherche d'événements contenant un minimum de trois leptons isolés produits en association avec au moins un jet  $b$ . Un des signaux recherchés consiste en la désintégration d'un stop en un quark top et un neutralino, ce dernier se désintégrant ensuite par le biais du couplage  $\lambda_{122}$  (en  $e\mu\nu_\mu$  ou  $\mu\mu\nu_e$ ). Une limite de 1.1 TeV est obtenue pour la masse du stop.
- SUS-12-027 [76] : Recherche d'événements contenant un minimum de trois leptons isolés ( $e$ ,  $\mu$  ou  $\tau$ ), mais pas plus d'un seul tau hadronique. Cette analyse est sensible aux couplages  $\lambda_{121}$  et  $\lambda_{122}$ . Une limite de plus de 1.8 TeV est obtenue pour la masse des squarks.

Ils est important de préciser que, bien que certaines de ces analyses (SUS-13-003 et SUS-12-027) soient sensibles aux mêmes couplages que ceux investigués dans notre analyse, aucune ne recherche la présence de particules à long temps de vie. Les limites obtenues dans ces analyses ne s'appliquent donc pas directement à notre signal.

Les résultats obtenus par ATLAS, en RPV et dans des modèles prédisant la désintégration d'une particule à long temps de vie, sont présentés dans la figure 5.6. En particulier, pour les modèles RPV, l'analyse 1405.5086 [77] s'intéresse à la désintégration de paires de neutralinos par le couplage  $\lambda_{121}$ . Plusieurs canaux de production des neutralinos sont considérés : paires de gluinos, paires de sleptons chargés ou de sneutrinos, ou paire de charginos. Le cas d'un neutralino à long temps de vie n'est pas considéré par cette analyse.

#### 5.4.5 Particules à long temps de vie dans les modèles RPV

Ainsi qu'observé sur la figure 5.6, plusieurs analyses portant sur la recherche de particules à long temps de vie ont été publiées par la collaboration ATLAS. On peut en particulier citer la recherche de la désintégration d'un neutralino à long temps de vie de 108 GeV vers un état final comportant des hadrons chargés et un muon a permis d'exclure la production de squark de moins de 1 TeV, pour des valeurs de  $c\tau$  comprises entre 1.5 et 156 mm [78]. Cette étude est sensible aux couplages de type  $\lambda'$ .

L'analyse présentée dans la référence [79] recherche en particulier la présence de sleptons chargés, à long temps de vie, traversant le détecteur sans se désintégrer. Une es-



# Summary of CMS SUSY Results\* in SMS framework ICHEP 2014

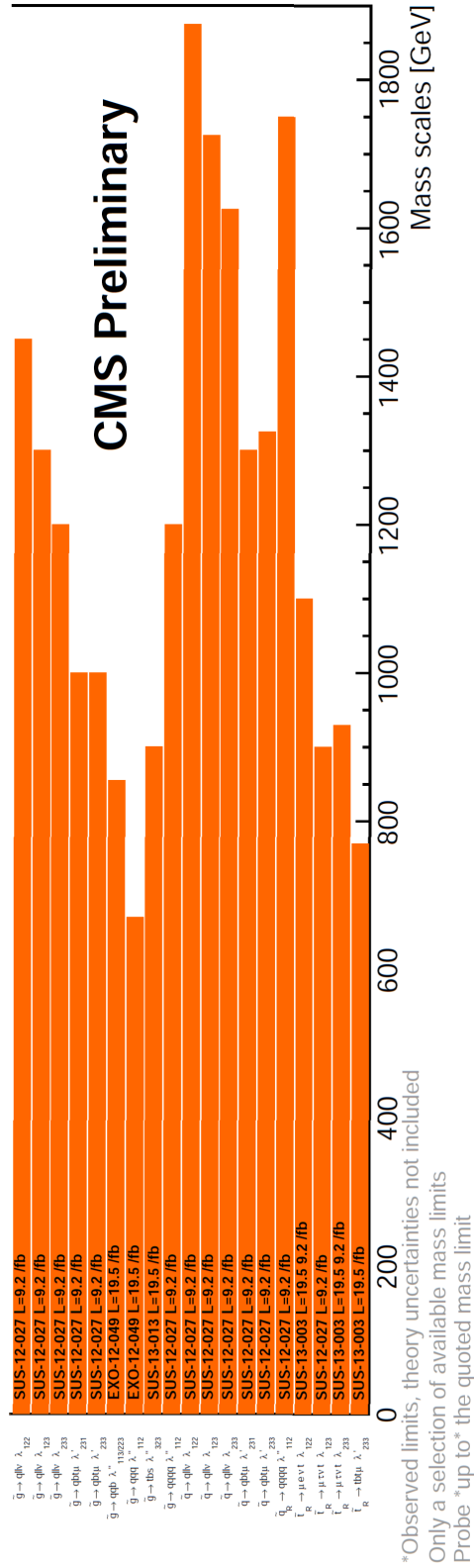


FIGURE 5.5 – Statut des limites à l’été 2014 (conférence ICHEP, Valence) obtenues par l’expérience CMS sur la masse de certaines particules supersymétriques, en considérant différents processus, dans des modèles autorisant la violation de la parité R.

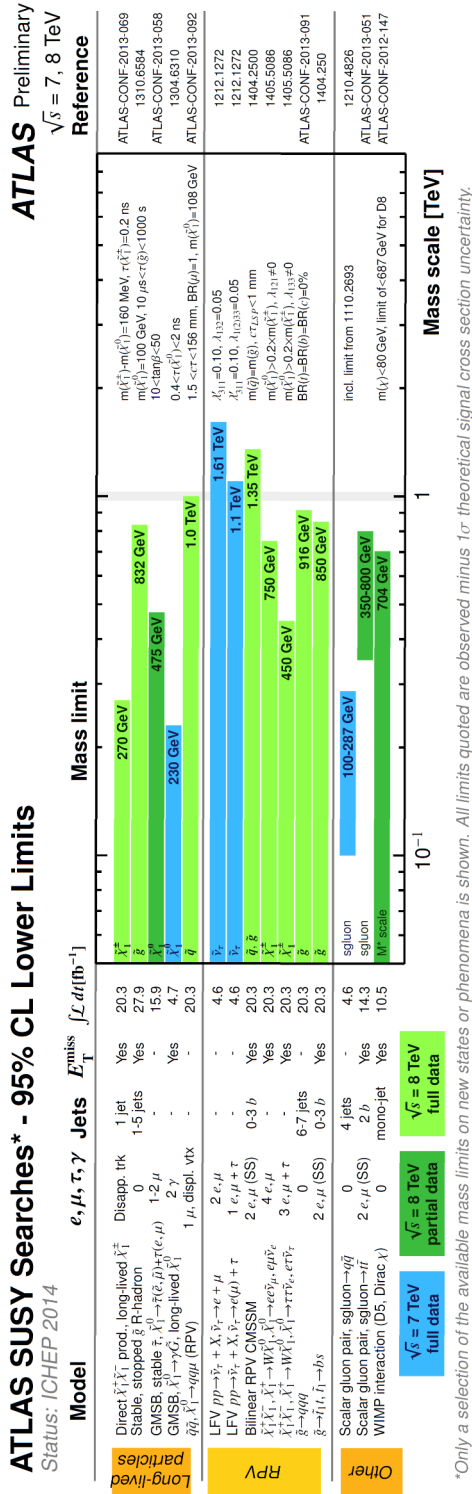


FIGURE 5.6 – Statut des limites à l'été 2014 (conférence ICHEP, Valence) obtenues par l'expérience ATLAS sur la masse de certaines particules supersymétriques, en considérant différents processus, dans des modèles autorisant la violation de la parité R. Les limites obtenues en considérant des modèles comportant des particules à long temps de vie (avec et sans violation de parité R) sont également montrées

timaton de la masse des particules chargées ayant traversé l'ensemble du détecteur est obtenue à partir de la mesure de leur vitesse et de leur impulsion.

L'analyse présentée dans la référence [80] s'attache quant à elle à rechercher la désintégration d'un chargino à long temps de vie à l'intérieur du volume du trajectographe, qui se caractériserait par la « disparition » d'une trace.

Quelques analyses recherchant la supersymétrie par la désintégration de particules à long temps de vie ont également déjà été conduites dans CMS. Une analyse est en cours de publication sur la désintégration d'un neutralino à long temps de vie vers un état final comportant deux électrons ou deux muons, par le biais des couplages  $\lambda_{121}$  et  $\lambda_{122}$  [81]. Les limites obtenues dans le cadre de cette analyse sur la section efficace de production d'une paire de squarks sont présentées dans les figures 5.7 et 5.8 pour les deux canaux investigués [81].

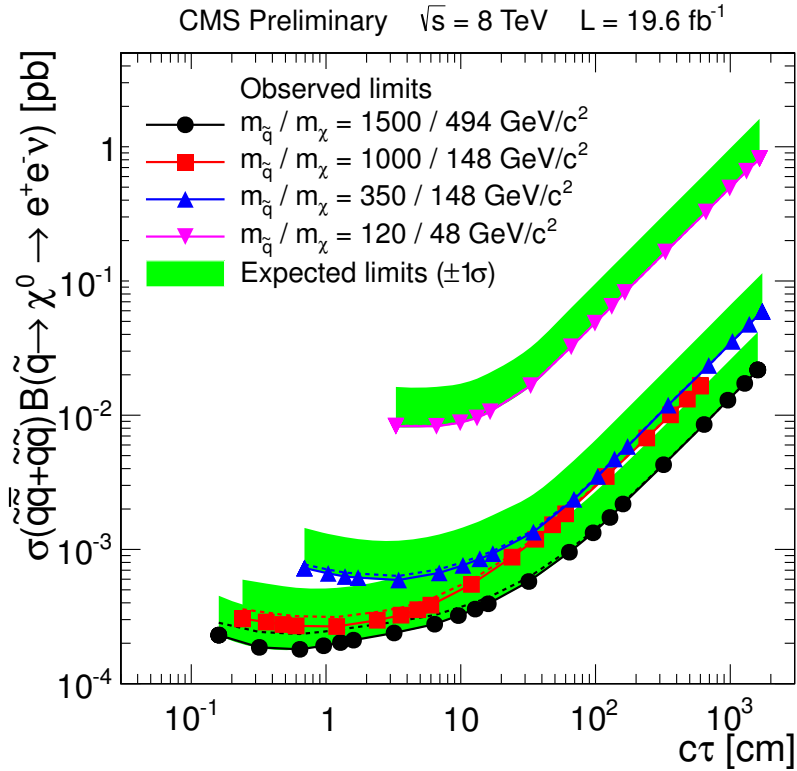


FIGURE 5.7 – Limites obtenues par l'analyse recherchant des paires d'électrons issus de vertex déplacés. Une limite avec un niveau de confiance de 95 % est mise sur la section efficace de production d'un paire de squarks et de squark-antisquark, multipliée par le rapport d'embranchement  $\tilde{q} \rightarrow \chi^0 \rightarrow e^+ e^- \nu$ , en fonction du temps de vie moyen du neutralino. Les lignes pleines correspondent à la limite pour un rapport d'embranchement de 100 %, tandis que les ligne en pointillés correspondent à la limite pour un rapport d'embranchement petit.

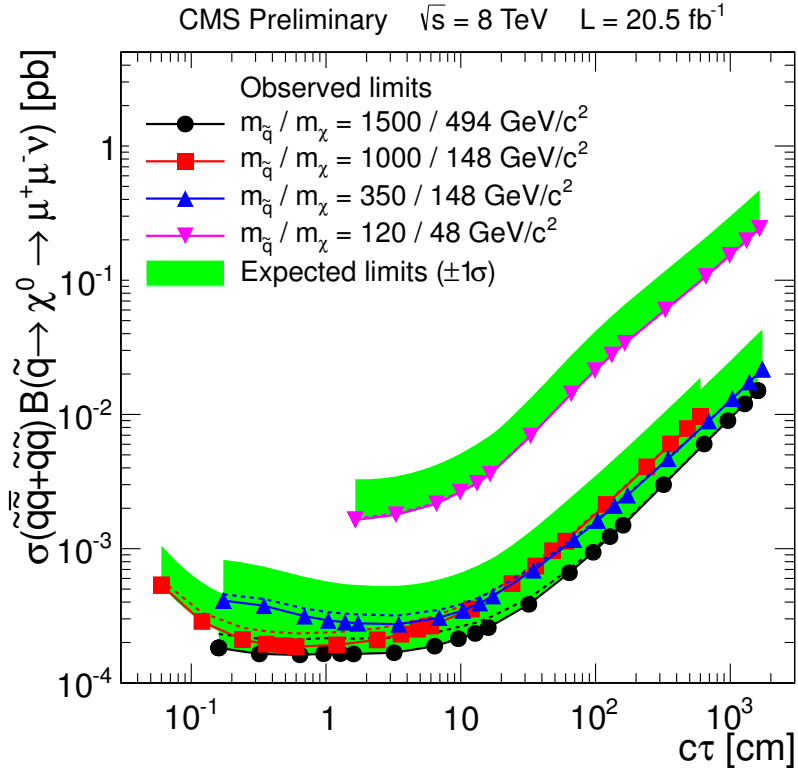


FIGURE 5.8 – Limites obtenue par l’analyse recherchant des paires de muons issus de vertex déplacés. Une limite avec un niveau de confiance de 95 % est mise sur la section efficace de production d’un paire de squarks et de squark-antisquark, multipliée par le rapport d’embranchement  $\tilde{q} \rightarrow \chi^0 \rightarrow e^+ e^- \nu$ , en fonction du temps de vie moyen du neutralino. Les lignes pleines correspondent à la limite pour un rapport d’embranchement de 100 %, tandis que les ligne en pointillés correspondent à la limite pour un rapport d’embranchement petit.

## 5.5 Présentation du signal étudié

Ce travail de thèse s'attache à rechercher dans les données à 8 TeV de CMS la présence d'un vertex déplacé duquel seraient issus un électron et un muon. De part le fait qu'aucun processus du Modèle Standard ne prédit l'existence d'une telle signature, une telle observation serait potentiellement interprétable dans un cadre plus large que celui d'un seul modèle.

Cependant, afin de générer des événements sur lesquels se baser pour définir une sélection, et interpréter nos résultats en l'absence d'observation du phénomène recherché, nous nous placerons dans le cadre du MSSM avec violation de parité R.

Les événements générés contiendront des neutralinos se désintégrant par le biais des couplages trilineaires  $\lambda_{121}$  et  $\lambda_{122}$ . Cette section a pour but de présenter le signal étudié dans cette thèse.

### 5.5.1 Le Lagrangien des couplages trilineaires $\lambda_{ijk}$

Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéresserons à la désintégration d'un neutralino à long temps de vie, pris comme étant la particule supersymétrique la plus légère, par le biais des couplages  $\lambda_{ijk}$ . On considérera donc uniquement la première partie du superpotentiel de l'équation 5.16, soit :

$$W_{LLE} = \frac{1}{2} \lambda^{ijk} L_i L_j E_k^c \quad (5.20)$$

Les indices  $i, j, k$  variant de 1 à 3, il y a donc 27 valeurs possibles pour la constante de couplage  $\lambda^{ijk}$ . Il existe cependant une propriété de symétrie qui réduit le nombre de paramètres indépendants. Cette symétrie est la conséquence de la symétrie de jauge  $SU(2)_L$ , qui fait apparaître le tenseur totalement antisymétrique  $\epsilon_{ab}$ . Ainsi, on a :

$$\lambda^{ijk} L_i L_j E_k^c = \lambda^{ijk} \epsilon_{ab} L_i^a L_j^b E_k^c = -\lambda^{jik} \epsilon_{ba} L_j^a L_i^b E_k^c = -\lambda^{jik} L_j L_i E_k^c \quad (5.21)$$

d'où il vient :

$$\lambda^{ijk} = -\lambda^{jik} \quad (5.22)$$

Il a donc seulement 9 valeurs indépendantes pour  $\lambda^{ijk}$ , *a priori* complexes.

Afin d'obtenir l'expression du Lagrangien correspondant à ces interactions, on dérive le superpotentiel conformément à l'équation 5.9 :

$$\mathcal{L}_{LLE} = -\frac{1}{2} \frac{\partial W_{LLE}}{\partial \phi_\alpha} \frac{\partial W_{LLE}}{\partial \phi_\beta} \psi_\alpha \psi_\beta - \frac{1}{2} \frac{\partial W_{LLE}^*}{\partial \phi_\alpha^*} \frac{\partial W_{LLE}^*}{\partial \phi_\beta^*} \bar{\psi}_\alpha \bar{\psi}_\beta \quad (5.23)$$

où l'on rappelle que  $\phi_\alpha$  et  $\phi_\beta$  représentent les champs scalaires complexes des supermultiplets chiraux (équation 5.6), et les indices  $\alpha$  et  $\beta$  sont sommés sur l'ensemble des champs scalaires complexes existants dans la théorie. Les termes  $\psi_\alpha$  et  $\psi_\beta$  sont les spineurs de Weyl associés à  $\phi_\alpha$  et  $\phi_\beta$ , respectivement. L'indice  $c$  dénote la conjugaison de charge et l'indice  $*$  le conjugué complexe.

La partie du lagrangien du MSSM faisant apparaître les couplages  $\lambda_{ijk}$  est ainsi :

$$\mathcal{L}_{LLE} = -\frac{1}{2} \lambda_{ij}^k \left( \tilde{l}_R^{k*} \bar{\nu}_{iR}^c l_{jL} + \tilde{\nu}_{iL} \bar{l}_R^k l_{jL} + \tilde{l}_{jL} \bar{l}_R^k \nu_{iL} - (i \leftrightarrow j) \right) + h.c. \quad (5.24)$$

Les diagrammes de Feynman correspondant à ces couplages sont présentés dans la figure 5.9.

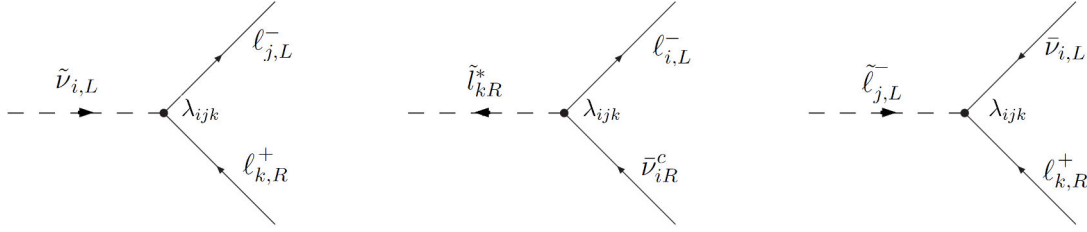


FIGURE 5.9 – Diagrammes de Feynman de la désintégration d’un slepton en deux leptons par les couplages trilineaires  $\lambda_{ijk}$

### 5.5.2 Production des neutralinos au LHC

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous considérerons des points de l’espace des paramètres du MSSM pour lesquelles le neutralino 1 est la particule supersymétrique la plus légère. Dans la suite du texte, sauf mention contraire, le terme « neutralino » fera référence au neutralino 1.

Dans les collisions proton-proton du LHC, on distingue deux types de production possibles : la production d’une paire de jauginos (neutralinos ou charginos), que l’on qualifiera de « production faible », illustrée par deux exemples dans la figure 5.10, et la production d’une paire de gluinos ou de squarks, dite « production forte », illustrée par deux exemples dans la figure 5.11 [82]. Dans les deux cas, le neutralino apparaît au terme d’un processus dit « de cascade », consistant en une suite de désintégrations de particules supersymétriques plus massives.

La production forte est dominante, ainsi que le montrent les sections efficaces de production des particules supersymétriques dans les collisions proton-proton présentées dans la figure 5.12 [83]. Les processus de production par des interactions violant la parité R sont théoriquement possibles, mais leurs sections efficaces sont considérées comme négligeables.

Le signal choisi pour l’analyse consiste en une paire de squarks, ou une paire squark-antisquark. Cette production est dominante, et présente en outre l’avantage de produire un signal plus clair que dans le cas d’une paire de gluinos, pour lesquels deux jets de particules supplémentaires sont produits. Les limites les plus contraignantes posées par CMS sur les masses des squarks et de la LSP sont issues d’analyses considérant des modèles conservant la parité R, et ne s’appliquent donc pas à notre cas. Ces limites, obtenues à partir d’une recherche de paire de squarks, sont présentées à titres indicatif dans la figure 5.13.

### 5.5.3 Désintégrations du neutralino par des couplages de type $\lambda$

Conformément au Lagrangien de l’équation 5.22, les diagrammes de la désintégration leptonique du neutralino sont présentés dans la figure 5.14. Les différents états finaux

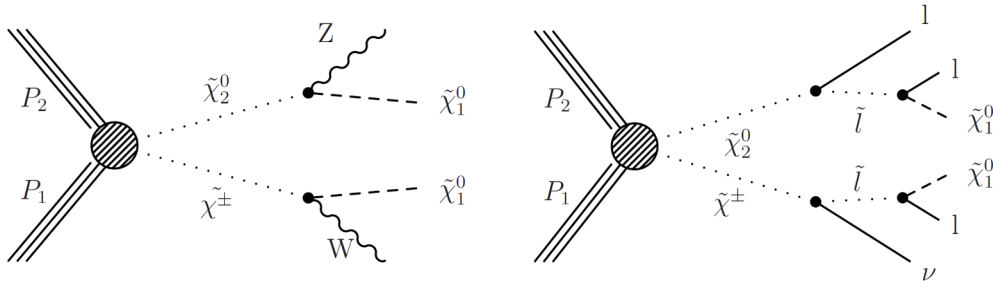


FIGURE 5.10 – Diagramme de la production de deux neutralinos à partir d'un chargino et d'un neutralino de seconde génération.

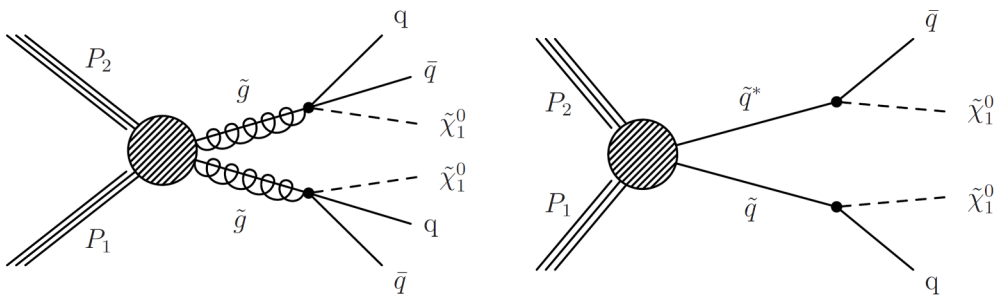


FIGURE 5.11 – Diagramme de la production de deux neutralinos à partir d'une paire de gluinos et d'une paire de quarks.

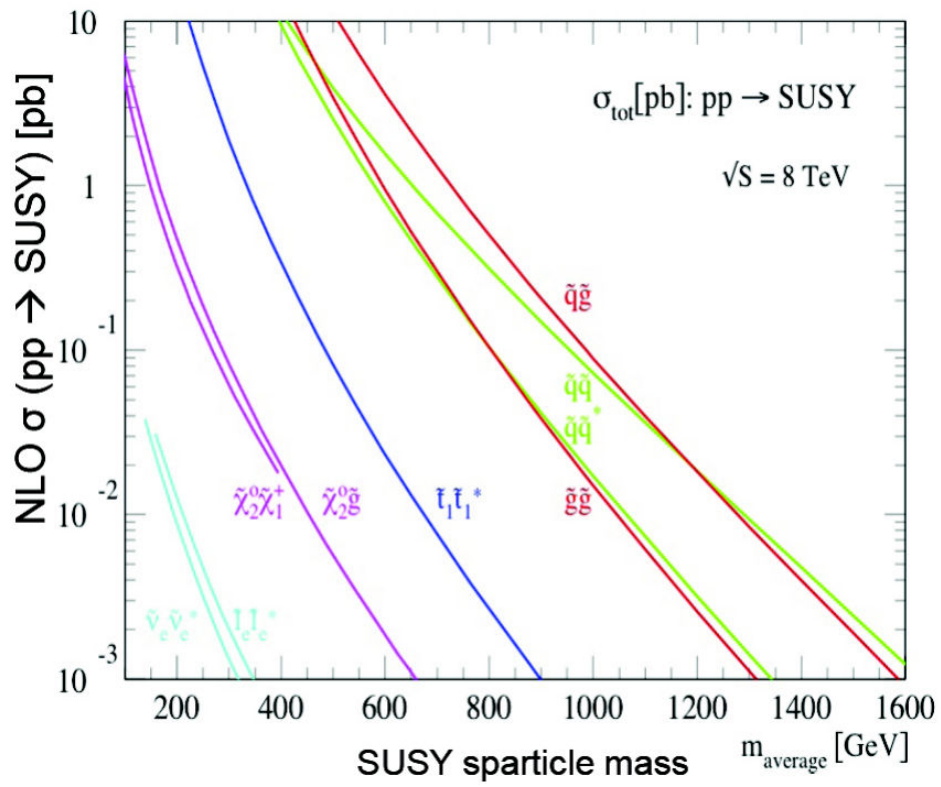


FIGURE 5.12 – Sections efficaces de production de différentes paires de particules supersymétriques dans des collisions proton-proton à 8 TeV.



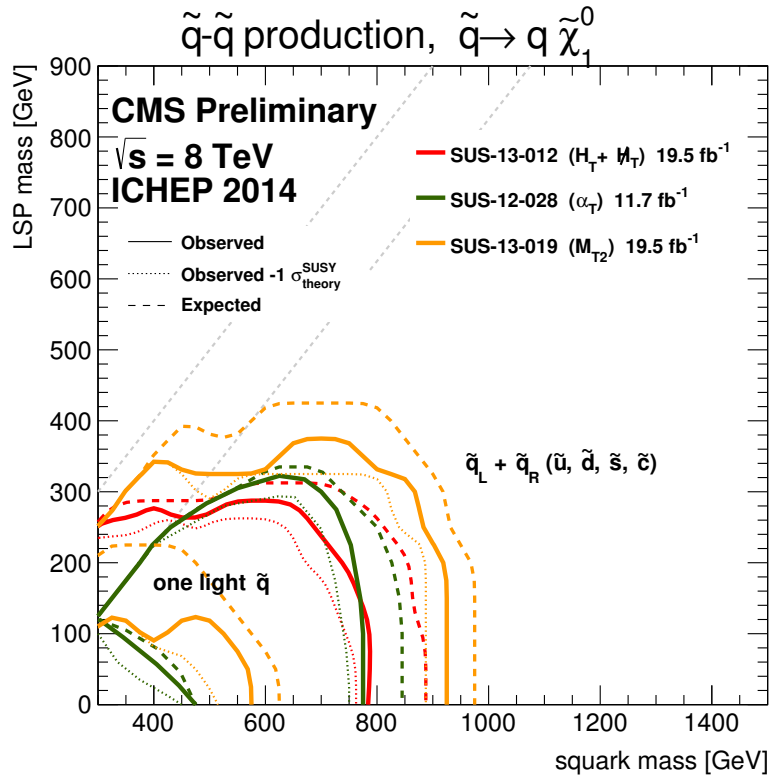


FIGURE 5.13 – Limites sur les masses des squarks et de la particule supersymétrique la plus légère, obtenues par l’expérience CMS à partir d’une recherche de paires de squarks produites dans les collisions proton-proton à 8 TeV. Ces résultats sont obtenus en considérant une phénoménologie respectant la parité R.

issus de la désintégration du neutralino par couplage  $\lambda$  sont présentés, pour l'ensemble des combinaisons  $ijk$  autorisées, dans le tableau de la figure 5.15.

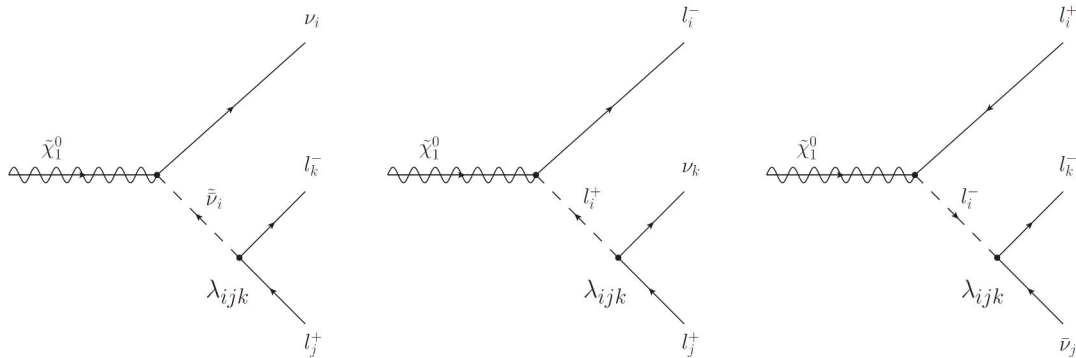


FIGURE 5.14 – Diagrammes de Feynman de la désintégration du neutralino en leptons par les couplages  $\lambda_{ijk}$ . Les diagrammes obtenus par conjugaison de charge sont également à prendre en compte.

Final states	$\lambda$
$e^\pm e^\mp \text{MET}$	121, 131
$\mu^\pm \mu^\mp \text{MET}$	122, 232
$\tau^\pm \tau^\mp \text{MET}$	133, 233
<b><math>e^\pm \mu^\mp \text{MET}</math></b>	<b>121, 122, 132, 231</b>
$e^\pm \tau^\mp \text{MET}$	123, 131, 133, 231
$\mu^\pm \tau^\mp \text{MET}$	123, 132, 232, 233

FIGURE 5.15 – Tableau montrant les différents états finaux attendus pour l'ensemble des couplages  $\lambda_{ijk}$  autorisés. Les symboles « MET », pour *Missing Transverse Energy*, fait référence au neutrino émis lors de la désintégration. Les couplages auxquels l'analyse de physique menée dans cette thèse est sensible sont en rouge.

Dans l'hypothèse où seul l'un de ces couplages est non-nul, la largeur du neutralino, et donc son temps de vie moyen, est reliée à la valeur de ce couplage par la relation :

$$c\tau(\text{cm}) \simeq \frac{0.3}{|\lambda_{ijk}|^2} \cdot \left(\frac{m_{\tilde{f}}}{100 \text{ GeV}}\right)^4 \cdot \left(\frac{1 \text{ GeV}}{m_{\tilde{\chi}_1^0}}\right)^5 \quad (5.25)$$

où,  $c$  est la vitesse de la lumière et  $m_{\tilde{f}}$  est la masse du sfermion à l'origine de la production

du neutralino.

Dans le cadre de cette thèse, le choix a été fait de s'intéresser au canal de désintégration  $e^\pm \mu^\mp \nu$ . En particulier, seuls les couplages  $\lambda_{121}$  et  $\lambda_{122}$  seront considérés. Plusieurs raisons motivent ce choix :

- Les états finaux comprenant des leptons taus ne sont pas considérés. La reconstruction de taus déplacés s'avère plus compliquée que celle des muons et des électrons, en outre du fait des possibilités de désintégrations hadroniques. Une analyse dédiée aux topologies comprenant un lepton tau est inédite dans CMS et pourrait s'avérer très intéressante, mais dépasse le cadre de cette thèse.
- Ainsi qu'évoqué précédemment, une analyse dédiée à la recherche de paires d'électrons et de paires de muons issus de vertex déplacés est déjà en cours dans CMS (publication attendue dans les prochains mois). Les signatures de type  $e^+ e^- \nu$  et  $\mu^+ \mu^- \nu$  ne sont donc pas considérées ici.
- Il n'existe aucun processus du Modèle Standard correspondant à une telle signature. Les bruits de fond attendus sont donc d'origine instrumentale. L'observation d'un tel signal constituerait donc une preuve solide de l'existence de Nouvelle Physique.

Au cours de ce travail, il sera fréquemment fait référence à l'analyse s'intéressant à la recherche de paires d'électrons et de muons déplacés (également sensible au couplage  $\lambda_{121}$  et  $\lambda_{122}$ ), dont les limites obtenues en fonction du temps de vol ont été montrées dans la section précédente (figures 5.7 et 5.8). Ainsi, notre analyse bénéficiera des *triggers* spécialement développés pour des électrons et des muons déplacés. Certaines techniques d'estimation de bruit de fond et d'efficacité de trajectographie pourront également être appliquées dans notre cas. En particulier les échantillons d'événements utilisés pour la simulation du signal supersymétrique sont issus de la même production Monte-Carlo.

#### 5.5.4 Événements de signal générés

Les événements utilisés pour la simulation du signal sont tirés d'une production déjà existante, développée dans le cadre de l'analyse recherchant des vertex déplacés en deux électrons ou deux muons. Le logiciel PYTHIA (V6.42) [84], est utilisé pour simuler la production d'une paire de squarks, puis leur désintégrations respectives par un processus de cascade, aboutissant pour chaque squark à la création d'un neutralino, pris comme étant la particule supersymétrique la plus légère.

Quatre échantillons de 10 000 événements sont produits, avec pour chacun une combinaison différente des masses des squarks et des neutralinos. Les valeurs utilisées sont  $(M_{\tilde{q}}, M_{\tilde{\chi}_1^0}) = (120, 48), (350, 148), (1000, 148)$  et  $(1500, 494)$  GeV. Les seuls couplages  $\lambda_{ijk}$  dont les valeurs sont prises non nulles sont  $\lambda_{121}$  et  $\lambda_{122}$ . Les valeurs des autres couplages supersymétriques ont été fixées arbitrairement.

Le couplage  $\lambda_{121}$  permet la désintégration du neutralino en  $e^\pm \mu^\mp \nu_e$  ou  $e^\pm e^\mp \nu_\mu$ , tandis que le couplage  $\lambda_{122}$  permet la désintégration en  $e^\pm \mu^\mp \nu_\mu$  ou  $\mu^\pm \mu^\mp \nu_e$ . Dans les deux cas, les rapports d'embranchements entre ces deux canaux sont égaux et valent 0.5. Les

valeurs choisies pour  $\lambda_{121}$  et  $\lambda_{122}$  sont égales, et déterminent la valeur du temps de vie moyen  $\tau$  du neutralino dans son référentiel propre. En physique des particules, l'utilisation de la variable  $c\tau$ , qui a la dimension d'une longueur, est généralement préférée. Ce sera également le cas dans cette thèse. On utilisera également la variable  $ct$  ( $\langle t \rangle = \tau$ ), pour faire référence au temps de vie propre d'un neutralino.

Ces temps propres sont tels que, pour chaque combinaison de masses utilisée, la longueur de désintégration moyenne dans le plan transverse (dans le référentiel du laboratoire) soit de l'ordre de 15 cm. Cette variable sera notée  $L_{xy}$ . Sa distribution est montrée, pour les différents signaux utilisés, dans la figure 5.16. Ainsi que discuté dans le chapitre 3, la reconstruction d'une trace est possible si celle-ci a pour origine un point dont le rayon dans la coordonnée radiale  $r$  est inférieure à 60 cm. La plupart des leptons produits dans ces échantillons sont donc *a priori* reconstituables par le trajectographe.

Le tableau 5.2 résume, pour les différentes combinaisons de masse utilisées, les paramètres  $\lambda_{121}$ ,  $\lambda_{122}$  et  $c\tau$ , la longueur de désintégration transverse moyenne  $\langle L_{xy} \rangle$ , et les sections efficaces de production de d'une paire de squarks ou de squarks-antisquarks. Les sections efficaces sont calculées en prenant en compte les diagrammes de Feynman au second ordre (*Next to Leading Order*, NLO) et une resommation au second ordre logarithmique (*Next to Leading Log*, NLL). Le calcul a été effectué, pour les besoins de l'analyse dans les canaux  $e^+ e^- \nu$  et  $\mu^+ \mu^- \nu$ , à l'aide du générateur *PROSPINO* [83], en postulant une masse de 5 TeV pour les gluinos [85].

Les valeurs des couplages  $\lambda$  utilisées sont de l'ordre de  $10^{-5}$ . Elles sont donc bien inférieures aux actuelles limites indirectes sur ces couplages, qui pour des sleptons ayant une masse de l'ordre du TeV sont de l'ordre de  $10^{-1}$  (équation 5.18).

Les distributions des neutralinos en impulsion transverse sont présentées dans la figure 5.17. Les distributions en impulsion transverse des leptons (muons et électrons), ainsi qu'en énergie transverse manquante, sont présentés dans les figures 5.18 et 5.19. Pour les leptons chargés, l'impulsion transverse moyenne est d'environ 25 GeV pour le scénario  $(M_{\tilde{q}}, M_{\tilde{\chi}_1^0}) = (120, 48)$  GeV, et d'environ 230 GeV pour le scénario  $(M_{\tilde{q}}, M_{\tilde{\chi}_1^0}) = (1500, 494)$  GeV. L'énergie transverse manquante, résultante des neutrino produits dans la désintégration du neutralino, prend elle des valeurs moyennes de 34 et 340 GeV pour ces deux scénarii. Afin de limiter la dépendance de l'analyse au modèle considéré, cette dernière variable ne sera pas utilisée pour la sélection du signal.

## 5.6 Objectifs de l'analyse

L'analyse de physique menée dans cette thèse se place donc dans le contexte du MSSM avec violation de parité R. On recherchera un des processus prédits par ce modèle : la désintégration d'un neutralino à long temps de vie en un électron un muon et un neutrino, à l'intérieur du volume du trajectographe.

Il s'agit dans un premier temps de définir une sélection nous permettant de supprimer les potentielles sources de bruit de fond du Modèle Standard. À l'issue de cette sélection, aucun événement n'est observé. Ce résultat sera utilisé pour placer une limite sur les sections efficaces de production d'une paire de squarks pour les différents scénarii de masse investigués, en fonction de la longueur de désintégration du neutralino.

Il convient en outre de préciser que les résultats ne seront pas interprétés en terme de

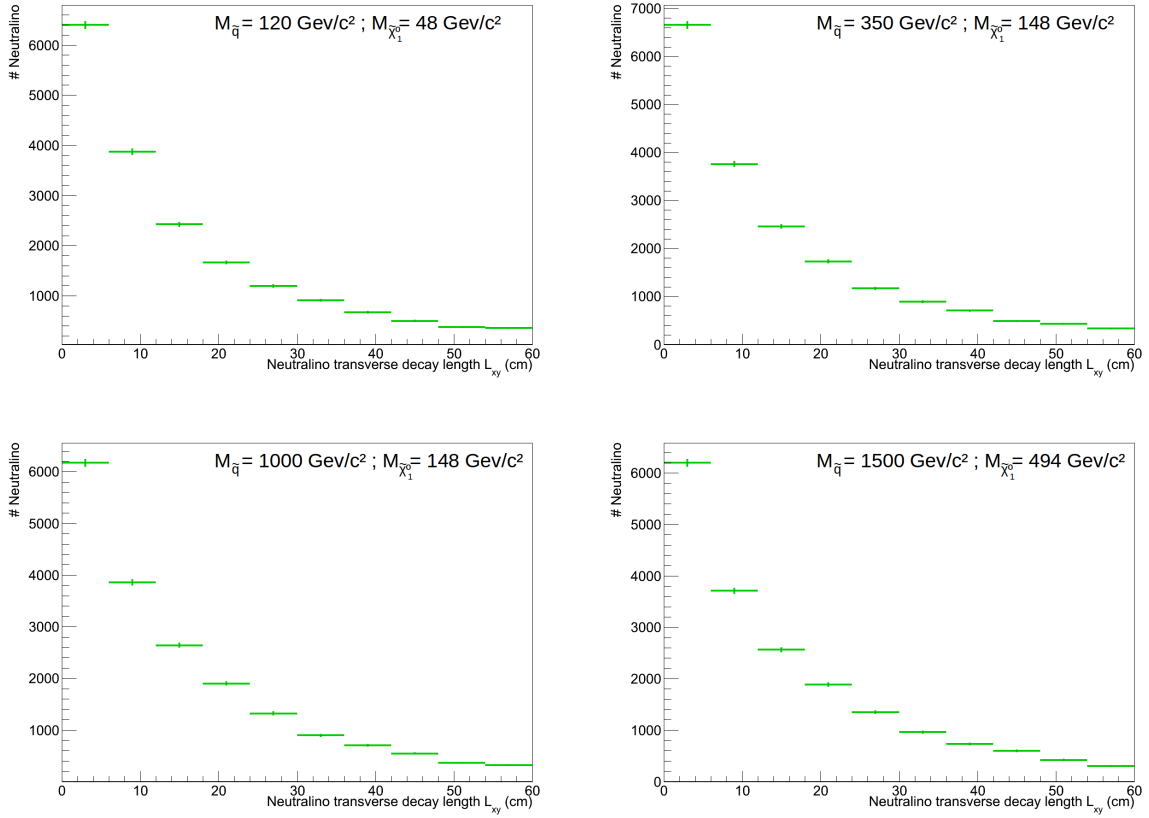


FIGURE 5.16 – Longueur de désintégration transverse  $L_{xy}$  dans le référentiel du laboratoire des neutralinos, dans les événements de signal générés, pour les différentes combinaisons de masses utilisées.

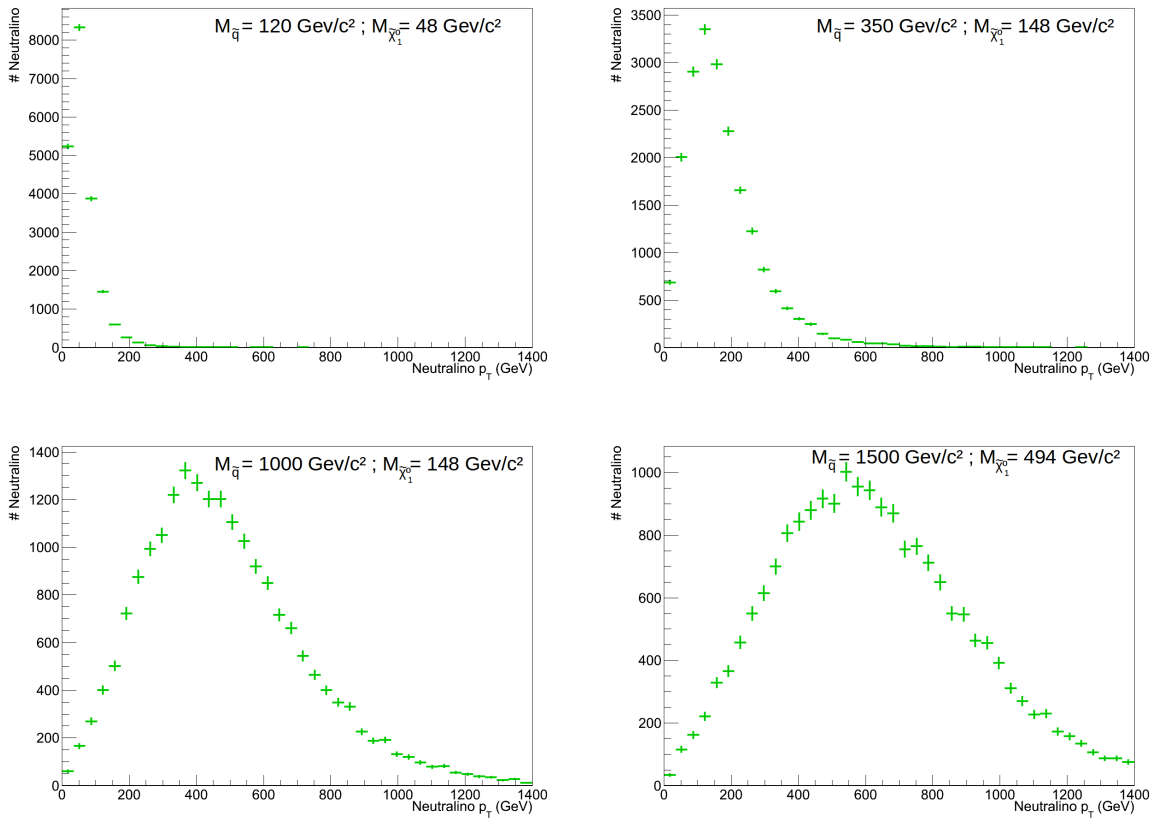


FIGURE 5.17 – Impulsion transverse des neutralino dans les événements de signal générés, pour les différentes combinaisons de masses utilisées.

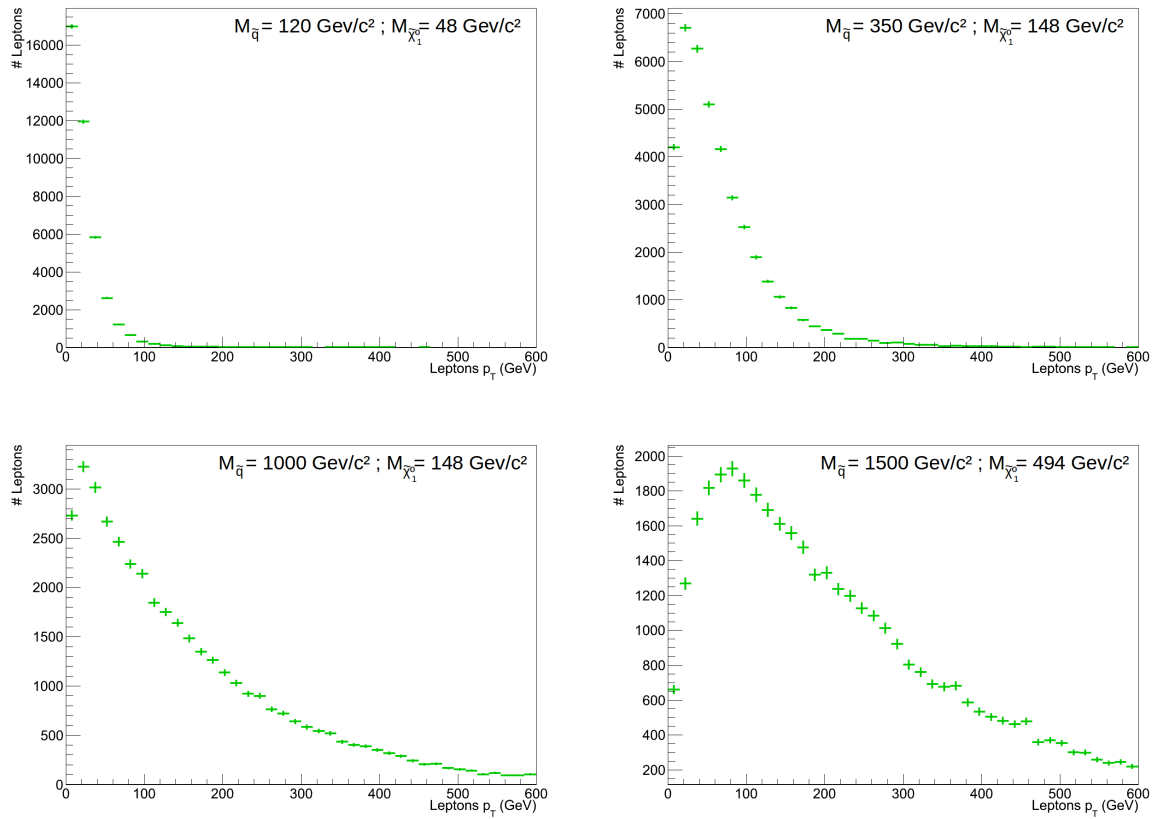


FIGURE 5.18 – Impulsion transverse des leptons chargés issus de la désintégration d’un neutralino dans les événements de signal générés, pour les différentes combinaisons de masses utilisées. Les distributions pour les électrons et les muons sont strictement identiques.

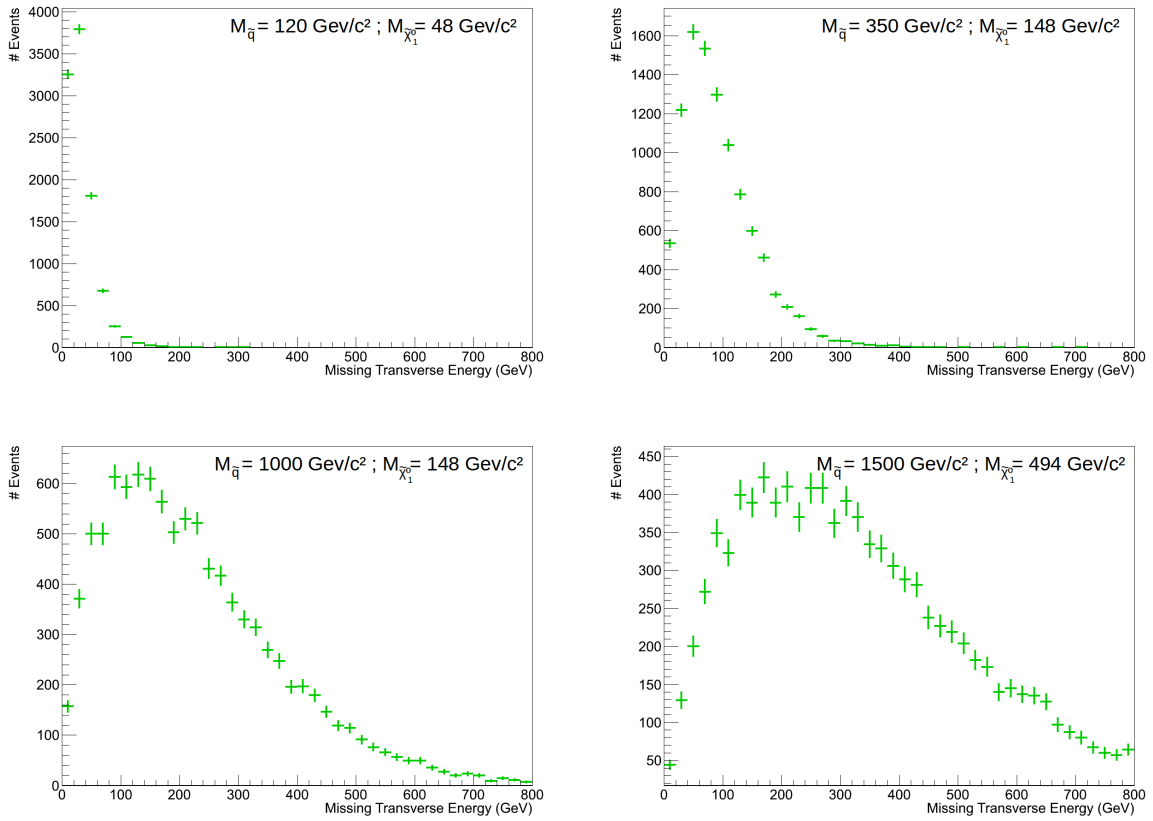


FIGURE 5.19 – Distribution en énergie transverse manquante dans les événements de signal générés, pour les différentes combinaisons de masses utilisées.



$M_{\tilde{q}}$ (GeV)	$M_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV)	$ \lambda_{121} $ et $ \lambda_{122} $	$c\tau$ (cm)	$\langle L_{xy} \rangle$ (cm)	Section efficace (pb) NLO + NLL
120	48	$1.2 \cdot 10^{-5}$	16.5	14.8	2590
350	148	$6.1 \cdot 10^{-6}$	17.3	14.7	10
1000	148	$8.4 \cdot 10^{-5}$	6.0	15.1	$1.4 \cdot 10^{-02}$
1500	494	$5.6 \cdot 10^{-6}$	16.0	15.4	$6.7 \cdot 10^{-04}$

TABLE 5.2 – Masse des squarks et des neutralinos pour les 4 échantillons d'événements Monte-Carlo utilisés pour la simulation du signal supersymétrique avec violation de parité R. Le paramètre  $c\tau$  est présenté, où  $\tau$  est le temps propre moyen du neutralino. La longueur de désintégration transverse moyenne dans le référentiel du laboratoire,  $\langle L_{xy} \rangle$ , est également donnée. Les sections efficaces de chaque signal figurent dans la dernière colonne.

limite sur les couplages  $\lambda_{121}$  et  $\lambda_{122}$ . Dans le cadre de cette étude, la validité des résultats est en effet limitée à un jeu de masses donné. Pour contraindre efficacement ces couplages, il serait nécessaire de disposer d'une variété plus importante de signaux différents, nous permettant de couvrir une large zone de l'espace des paramètres du MSSM.

# Chapitre 6

## Recherche de vertex déplacés $e + \mu$

### Sommaire

---

<b>6.1</b>	<b>Données utilisées et échantillons de bruit de fond . . . . .</b>	<b>151</b>
6.1.1	Données prises par CMS en 2012 . . . . .	151
6.1.2	Échantillons de bruit de fond . . . . .	151
6.1.3	Repondération due aux vertex d'empilement . . . . .	152
6.1.4	Pré-sélection standard des événements . . . . .	152
<b>6.2</b>	<b>Utilisation du trigger pour la sélection du signal . . . . .</b>	<b>154</b>
6.2.1	Stratégie mise en place . . . . .	154
6.2.2	Association entre trace et objet trigger . . . . .	159
<b>6.3</b>	<b>Identification des leptons . . . . .</b>	<b>160</b>
6.3.1	Identification des électrons . . . . .	160
6.3.2	Identification des muons . . . . .	161
<b>6.4</b>	<b>Reconstruction et sélection des candidats <math>e\mu</math> . . . . .</b>	<b>170</b>
6.4.1	Recherche d'un vertex commun . . . . .	170
6.4.2	Sélection . . . . .	176
6.4.3	Efficacités de sélection . . . . .	182
<b>6.5</b>	<b>Estimation du bruit de fond à partir des données . . . . .</b>	<b>182</b>
6.5.1	Définition d'une région de contrôle . . . . .	182
6.5.2	Incertitudes systématiques sur le bruit de fond . . . . .	186
<b>6.6</b>	<b>Incertitudes systématiques sur le signal . . . . .</b>	<b>189</b>
6.6.1	Luminosité . . . . .	189
6.6.2	Événements d'empilement . . . . .	190
6.6.3	Efficacité de trajectographie . . . . .	190
6.6.4	Résolution du paramètre d'impact transverse . . . . .	206
6.6.5	Efficacité du système de déclenchement . . . . .	207
6.6.6	Incertitudes systématiques : bilan et commentaires . . . . .	213
<b>6.7</b>	<b>Limites d'exclusion et discussions . . . . .</b>	<b>213</b>
6.7.1	Efficacités de sélection pour différents temps de vie . . . . .	213
6.7.2	Calcul de limites sur les modèles considérés . . . . .	218
6.7.3	Résultats obtenus . . . . .	221
6.7.4	Discussions . . . . .	223

---

Le contexte théorique de l'analyse ayant été introduit, ce chapitre s'attache à la présentation de l'analyse de physique à proprement parler, et à l'interprétation des résultats obtenus. Cette analyse consiste en une extension de l'analyse recherchant des paires d'électrons ou de muons déplacés [81], et la méthodologie suivie ici s'en inspire largement.

Dans un premier temps, les sources de bruits de fond potentiellement gênants dans le cadre de cette analyse sont discutés, et les événements Monte-Carlo utilisés pour leur simulation sont décrits. Les données de CMS à 8 TeV, sur lesquelles cette recherche est effectuée, sont également présentées.

Les différentes étapes de l'analyse seront ensuite décrites en détail. La sélection définie pour discriminer le signal se décompose en trois étapes : une sélection d'événements basée sur le *trigger*, les identifications respectives des électrons et des muons, et enfin la sélection des candidats dilepton reconstruits à partir d'un électron et d'un muon identifiés.

La technique d'estimation du niveau de bruit de fond attendu, basée sur les données, est ensuite décrite, ainsi que l'estimation sur l'incertitude systématique associée.

Le cas des incertitudes systématiques affectant le signal est ensuite traité. Les sources d'incertitudes prises en comptes, et la façon de les calculer, sont détaillées.

Enfin, la dernière section est consacrée à la présentation et à la discussion des résultats. Des limites sont obtenues, en fonction du temps de vie moyen, sur la section efficaces de productions d'une paire de squarks, pour quatre scénarii de masses.

## 6.1 Données utilisées et échantillons de bruit de fond

### 6.1.1 Données prises par CMS en 2012

L'analyse menée au cours de cette thèse a été réalisée à partir des données collectées par CMS en 2012, à une énergie de collision de 8 TeV dans le centre de masse. La luminosité intégrée correspondante est  $19.8 \pm 0.5 \text{ fb}^{-1}$ .

Ces données ont été collectées en 2012 et 2013, et ont été reconstruites (*reprocessing*) à l'aide de la version `CMSSW_5_3_7` du programme de la collaboration, en Janvier 2013. Les échantillons utilisés, ainsi que les numéro des *runs* associés, sont présentés dans le tableau 6.1.

Nom de l'échantillon	Numéros des <i>runs</i>
Run2012A-22Jan2013-v1	190456 - 193621
Run2012B-22Jan2013-v1	193833 - 196531
Run2012C-22Jan2013-v1	198022 - 203742
Run2012D-22Jan2013-v1	203777 - 208686

TABLE 6.1 – Liste des échantillons de données 2012 à 8 TeV utilisés pour l'analyse.

### 6.1.2 Échantillons de bruit de fond

Afin de définir un ensemble de critères permettant de discriminer le signal recherché parmi les processus Modèle Standard qui constituent notre bruit de fond, des échantillons d'événements Monte-Carlo sont utilisés pour la simulation de ce dernier.

L'ensemble des échantillons Monte-Carlo utilisés pour simuler le bruit de fond de cette analyse sont résumés dans le tableau 6.2. Sont considérés en particulier tous les processus du Modèle Standard susceptibles d'aboutir à la production deux leptons isolés, ainsi que des événements QCD comprenant au moins un électron ou un muon. Les détails sur le contenu de chaque échantillon sont donnés dans la légende du tableau. Pour chaque source de bruit de fond, le tableau indique la section efficace, le nombre d'événements générés, et le facteur de poids à appliquer à chaque événements pour que le nombre total soit en accord avec le nombre attendu dans les données 2012. Ce facteur, que l'on peut noter  $w$ , est calculé comme :

$$w = \frac{N_{attendus}}{N_{generes}} = \frac{\sigma_{bdf} \cdot L_{int}}{N_{produits}} \quad (6.1)$$

où  $\sigma_{bdf}$  est la section efficace du bruit de fond considéré, et  $L_{int}$  est la luminosité intégrée. Les poids présentés dans le tableau sont calculés en prenant  $L_{int} = 20 \text{ fb}^{-1}$ .

Les événements de type « Drell-Yan » constituent le bruit de fond principal. Ils contiennent en outre certains événements dans lesquels une paire de leptons  $\tau$  est produite.

Lorsque ces deux leptons se désintègrent respectivement en deux neutrinos et un électron, ou en deux neutrinos et un muon, on obtient alors un événement contenant un électron et un muon, tous deux isolés et potentiellement déplacés. En effet, pour le lepton  $\tau$ , le temps de vie moyen est tel que  $c\tau \simeq 87\mu\text{m}$ . Ce temps de vie reste cependant très petit par rapports à ceux attendus pour les neutralinos du signal recherché.

Les événements de QCD ont des sections efficaces supérieures de plusieurs ordres de grandeurs à celles des autres processus physique de bruit de fond. Cependant les nombres d'événements simulés disponibles sont comparables. Le poids à appliquer pour obtenir une estimation du nombre d'événements attendus dans les données est par conséquent très important, de l'ordre de  $10^3$  pour certains échantillons. Cet effet affectera la précision de la prédiction du bruit de fond QCD, et explique certains désaccords observés entre les données et la simulation sur certain graphiques.

### 6.1.3 Repondération due aux vertex d'empilement

Les simulations Monte-Carlo échouent à reproduire avec exactitude les distributions du nombre de vertex d'empilement par événement observées dans les données. Pour obtenir néanmoins des distributions similaires, une repondération des événements Monte-Carlo est systématiquement effectuée, pour les événements de bruit de fond, mais également pour les événements de signal.

Pour chaque production Monte-Carlo, la collaboration CMS simule le nombre de vertex d'empilement par événement à l'aide d'une distribution de référence, commune à tous les échantillons d'une même production. Nous utilisons ici la production Monte-Carlo *Summer 2012*, et le scénario de vertex d'empilement correspondant est connu sous la dénomination *S10*.

La procédure de repondération fonctionne de la façon suivant : les distributions Monte-Carlo du nombre de vertex d'empilement, et celles obtenues à partir des données, sont présentées sous la forme d'histogrammes dont chaque subdivision de l'axe x correspond à un nombre entier de vertex. Ces histogrammes sont d'abord normalisés de manière à ce que chacun ait le même nombre d'entrées total. Puis, dans chaque subdivision, on calcule un facteur en divisant le nombre d'entrées dans les données par le nombre d'entrées Monte-Carlo. Ainsi, à chaque quantité de vertex d'empilement, on associe un facteur, qui va pouvoir être utilisé pour repondérer les événements Monte-Carlo, en fonction du nombre de vertex produits.

### 6.1.4 Pré-sélection standard des événements

En amont de la sélection décrite dans les sections suivantes, une première étape de pré-sélection est appliquée sur les événements simulés de signal, de bruit de fond, et sur les données. Les critères de sélection utilisés sont standards, et commun à la plupart des analyses de l'expérience CMS. Ils n'ont pas été modifiés.

Les événements retenus doivent contenir un vertex primaire, avec au moins 4 traces associées. Ce vertex ne doit pas être éloigné du centre de la région d'interaction de plus de 24 cm le long de l'axe  $z$ , et de plus de 2 cm dans le plan transverse.

Afin de rejeter des événements pouvant être produits par l'interaction d'un proton

Nom de l'échantillon	Section efficace NLO (pb)	Nombre d'événements générés	Poids à appliquer
DYJetsToLL_M-10To50	$1.25 \cdot 10^4$	$3.78 \cdot 10^7$	6.61
DYJetsToLL_M-50	$3.5 \cdot 10^3$	$3.05 \cdot 10^7$	2.30
WW	54.8	$1 \cdot 10^7$	0.110
WZ	33.2	$1 \cdot 10^7$	0.0664
ZZ	17.6	$9.8 \cdot 10^6$	0.0359
TTJets_FullLeptMGDecay	24.8	$1.27 \cdot 10^7$	0.041
WJetsToLNu	$3.63 \cdot 10^4$	$1.84 \cdot 10^7$	39.4
QCD_Pt_20_30_EMEnriched	$2.91 \cdot 10^6$	$3.5 \cdot 10^7$	$1.66 \cdot 10^3$
QCD_Pt_30_80_EMEnriched	$4.62 \cdot 10^6$	$3.31 \cdot 10^7$	$2.79 \cdot 10^3$
QCD_Pt_80_170_EMEnriched	$1.83 \cdot 10^5$	$3.45 \cdot 10^7$	106
QCD_Pt_170_250_EMEnriched	$4.59 \cdot 10^3$	$3.17 \cdot 10^7$	2.89
QCD_Pt_250_350_EMEnriched	557	$3.46 \cdot 10^7$	0.322
QCD_Pt_350_EMEnriched	89.1	$3.41 \cdot 10^7$	0.0523
QCD_Pt_20_30_BCtoE	$1.67 \cdot 10^5$	$1.74 \cdot 10^6$	$1.92 \cdot 10^3$
QCD_Pt_30_80_BCtoE	$1.67 \cdot 10^5$	$2.05 \cdot 10^6$	$1.63 \cdot 10^3$
QCD_Pt_80_170_BCtoE	$1.30 \cdot 10^4$	$1.95 \cdot 10^6$	133
QCD_Pt_170_250_BCtoE	632	$1.95 \cdot 10^6$	6.49
QCD_Pt_250_350_BCtoE	103	$2.03 \cdot 10^6$	1.02
QCD_Pt_350_BCtoE	23.9	$1.95 \cdot 10^6$	0.246
QCD_Pt-15to20_MuEnrichedPt5	$2.74 \cdot 10^6$	$1.72 \cdot 10^6$	$3.18 \cdot 10^4$
QCD_Pt_20_MuEnrichedPt_15	$1.35 \cdot 10^5$	$2.15 \cdot 10^7$	125

TABLE 6.2 – Liste des échantillons Monte-Carlo utilisés pour la simulation du bruit de fond de l'analyse, avec les sections efficaces associées (calculées au NLO), le nombre d'événements et le poids à appliquer à chaque événement, calculé ici pour une luminosité de intégrée de  $20 \text{ fb}^{-1}$ . Les échantillons DYJetsToLL, où L peut être un électron, un muon ou un lepton tau, représentent la source de bruit de fond dominante. Les échantillons QCD\_BCtoE sont des événements QCD, classés par intervalles en fonction de l'impulsion transverse du jet dominant, contenant au moins un électron issu de la désintégration d'un quark  $b$  ou  $c$ . Les échantillons QCD\_EMEnriched sont des événements QCD dans lesquels au moins un électron ou un photon isolé de plus de 20 GeV d'énergie transverse est présent parmi les particules simulées. Pour éviter le double comptage, les événements contenant un électron issu de la désintégration d'un quark  $b$  ou  $c$  sont retirés de ces échantillons. Le nombre d'événements et les sections efficaces présentées tiennent compte de cette sélection. Les échantillons QCD\_MuEnriched sont des événements QCD dans lesquels au moins un muon de plus de 5 GeV (ou 15 GeV) d'impulsion transverse est présent parmi les particules simulées. Ces échantillons font partie de la production officielle de la collaboration CMS connue sous la dénomination « *Summer 2012 DR53x* ».

du faisceau avec les collimateurs du LHC, les événements doivent contenir un taux de traces de catégorie *high purity* supérieur à 25% pour tout événement contenant plus de 10 traces. La catégorie *high purity* est définie pour chaque trace par :

- $p_T > 1 \text{ GeV}$
- $|d_0| < 30 \text{ cm}$
- $|z_0| < 30 \text{ cm}$
- Minimum de 6 coups reconstruits
- Minimum de 2 coups stéréo ou pixel

Les coupures appliquées sur les paramètres d'impact transverse et longitudinal correspondent aux limites des capacités de reconstruction d'une trace déplacée, et la perte d'efficacité associée est donc négligeable.

## 6.2 Utilisation du trigger pour la sélection du signal

### 6.2.1 Stratégie mise en place

En raison du caractère exotique de la signature recherchée, aucun chemin du système de déclenchement de CMS n'est aujourd'hui dédié à la sélection d'événements contenant un vertex déplacé duquel sont issus un électron et un muon. Il est donc nécessaire, en utilisant les chemins de système de déclenchement déjà existant, de définir une présélection adaptée à notre analyse. Dans la suite de ce chapitre, le terme « *trigger* » sera utilisé pour faire référence à un chemin du système de déclenchement.

#### Les contraintes sur la position du vertex

La première solution envisagée est l'utilisation d'une combinaison entre un *trigger* « *Single Muon* » et un *trigger* « *Single Electron* », qui requièrent respectivement l'identification d'au moins un muon ou un électron au niveau HLT.

Cependant, l'intégralité des *triggers Single Electron* utilisent pour l'identification une trace issue de la reconstruction simplifiée effectuée au niveau HLT. Or, cette reconstruction utilise une contrainte liée à la position du vertex d'interaction, qui doit être compatible avec la région d'interaction proton-proton. De tels *triggers* sont donc inadaptés à la recherche de leptons déplacés et ne peuvent être utilisés dans le cadre de cette analyse. En revanche, il existe des *triggers* dédiés aux photons, requérant la reconstruction d'un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique, mais sans demander une trace associée dans le trajectographe. De tels *triggers* peuvent constituer une solution alternative pour la recherche d'électrons déplacés.

Certains *triggers Single Muon* quant à eux, utilisent également une trace reconstruite dans le trajectographe par l'algorithme HLT et sont donc inutilisables ici. D'autres sont en revanche uniquement basés sur la reconstruction d'une trace dans le spectromètre à muons. Cependant, pour la quasi-totalité de ces *triggers*, la reconstruction de trace dans le spectromètre fait également appel à une contrainte sur la position du vertex. Il en résulte une chute de l'efficacité de ces *triggers* pour la sélection d'événements contenant un muon déplacé. Un exemple est donné dans la figure 6.1, qui montre les efficacités en fonction de la longueur de désintégration du neutralino dans le plan transverse de

deux *triggers Single Muon*, avec ou sans contrainte sur la position du vertex. Les efficacités sont obtenues à l'aide d'événements Monte-Carlo de signal où ( $M_{\tilde{q}} = 1000$  GeV et  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 148$  GeV), dans lequel exactement un muon déplacé a été produit à partir de la désintégration d'un neutralino. L'efficacité du *trigger* utilisant cette contrainte chute rapidement avec la distance de production du muon dans le plan transverse, tandis que l'efficacité du *trigger* non contraint reste constante.

### Les facteurs de « *prescale* »

L'emploi du *trigger* HLT\_L2Mu20\_eta2p1\_NoVertex, le seul *trigger Single Muon* sans contrainte sur la position du vertex, pourrait donc être envisagé pour la sélection, en association avec un *trigger Single Photon*.

Malheureusement, un facteur dit de « *prescale* » est associé à ce *trigger*. Ce facteur est typiquement employé pour des chemins du système de déclenchement ayant une forte probabilité d'activation, afin d'éviter que l'existence de ce chemin n'aboutisse à une augmentation significative du taux d'événements sauvegardés. Il agit comme un filtre supplémentaire, en ne permettant l'activation du *trigger* concerné que dans une certaine fraction des événements analysés par CMS, là où un *trigger* sans *prescale* est systématiquement utilisé. Un facteur de *prescale* de 5000 est associé au *trigger* HLT\_L2Mu20\_eta2p1\_NoVertex, ce qui signifie que son activation ne sera prise en compte que dans seulement un événement sur 5000. Pour une recherche de nouvelle physique où le nombre d'événements de signal attendu est faible, l'existence d'un *prescale* rend donc le *trigger* inutilisable.

Le même problème est rencontré avec les *triggers* de type *Single Photon*. En effet, un facteur de *prescale* est associé à l'ensemble des *triggers* dédiés à la sélection d'événements contenant un photon de relativement basse énergie : le premier *trigger Single Photon* sans *prescale* impose un seuil en énergie de 150 GeV, bien trop haut pour le signal recherché.

### Association de *triggers* Dimuon et Diphoton

Une des particularités du signal supersymétrique étudié réside dans le fait que les neutralinos  $\tilde{\chi}_1^0$  et  $\tilde{\chi}_1^\pm$  sont produits par paires. Les seuls couplages violant la parité R autorisés étant  $\lambda_{121}$  et  $\lambda_{122}$ , cela implique que, outre le neutralino se désintégrant en  $e^\pm \mu^\mp \nu_{e/\mu}$ , le second neutralino est libre de se désintégrer en  $e^\pm e^\mp \nu_\mu$ ,  $\mu^\pm \mu^\mp \nu_e$ , ou  $e^\pm \mu^\mp \nu_{e/\mu}$ . Une conséquence notable est la présence, dans chacun de ces cas, d'un minimum de deux électrons ou de deux muons dans l'état final.

Cette propriété de notre signal peut être exploitée afin de définir une sélection d'événements utilisant une combinaison de *triggers* de types *Diphoton* et *Dimuon*, qui comme leurs noms l'indiquent sont déclenchés par l'identification de deux photons ou de deux muons dans l'événement.

Il existe plusieurs *triggers Diphoton* sans facteur de *prescale*. Notre choix s'est porté sur le *trigger* présentant les plus petits seuils en énergie transverse : HLT\_Photon36\_R9Id85\_OR\_CaloId10\_Iso50\_Photon22\_R9Id85\_OR\_CaloId10\_Iso50. Il requiert l'identification de deux dépôts calorimétriques d'énergies transverse respectivement supérieures à 36 et 22 GeV. Chaque photon doit également satisfaire : soit aux caractéristiques



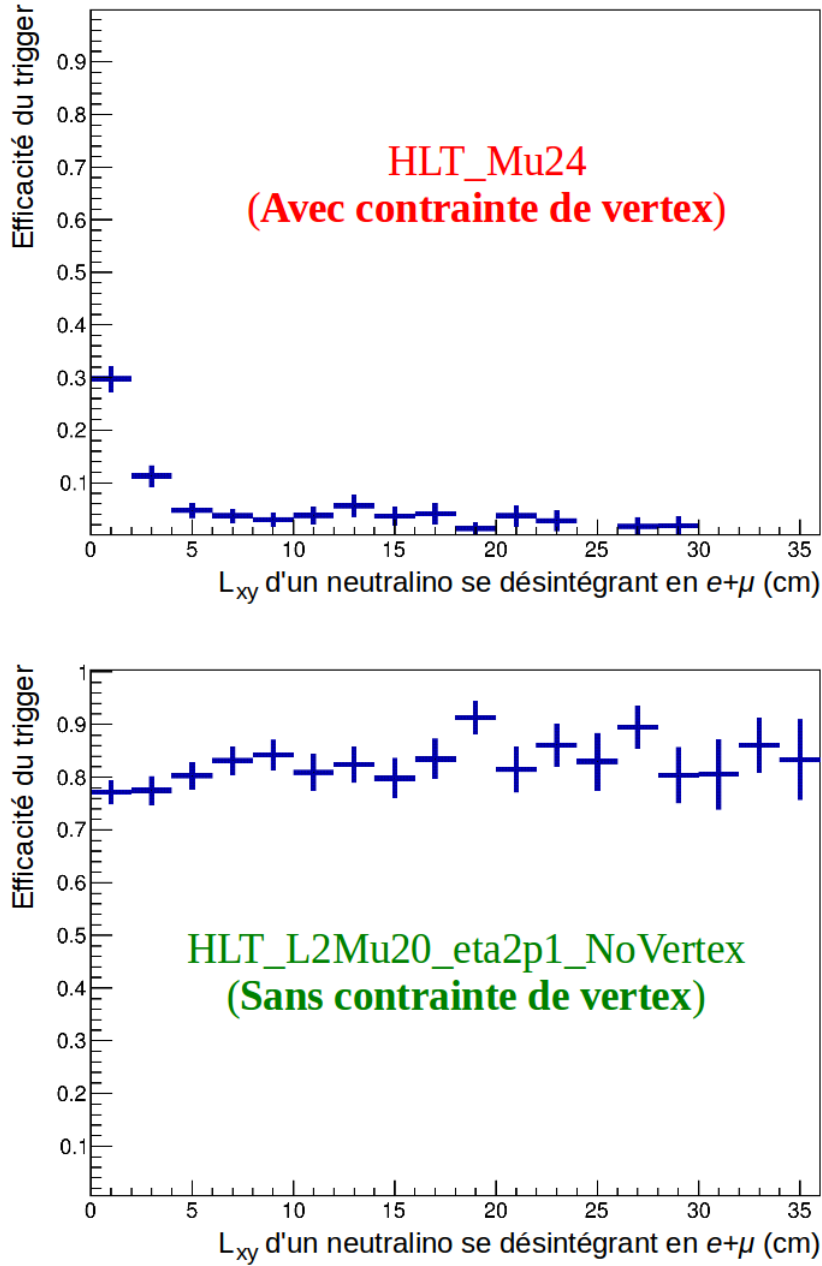


FIGURE 6.1 – Efficacité de sélection d'événements dans lesquels deux neutralinos se désintègrent respectivement en  $e^\pm \mu^\mp \nu_e$  et  $e^\pm e^\mp \nu_\mu$ , en fonction de la longueur de désintégration du neutralino produisant un muon. Deux *triggers Single Muon* basés sur les informations du spectromètre à muons sont évalués. Le *trigger* HLT\_Mu24 (en haut) utilise une reconstruction de trace dans le spectromètre faisant appel à une contrainte sur la position du vertex. Cette contrainte n'est pas appliquée dans la reconstruction utilisée par le *trigger* HLT\_L2Mu20\_eta2p1\_NoVertex (en bas). De ce fait, son efficacité de sélection d'un événement contenant un muon déplacé est excellente.

définies sous la dénomination R9Id85, soit aux caractéristiques définies sous la dénomination CaloId10\_Iso50. Les critères correspondants à ces différentes nomenclatures sont les suivants :

- R9Id85 : la variable  $r9$  associée au *SuperCluster*, qui caractérise la forme du dépôt d'énergie, et dont la définition est donnée en 3.6.2, doit être supérieure à 0.85.
- CaloId10 : la variable  $\sigma_{\eta\eta}$ , dont la définition est également donnée en 3.6.2, et qui caractérise l'étalement du dépôt calorimétrique selon la coordonnée  $\eta$ , doit être inférieure à 0.014 pour les dépôts reconstruits dans le tonneau, et inférieure à 0.034 pour les dépôts reconstruits dans les bouchons du calorimètre.
- Iso50 : le rapport  $H/E$  entre les énergies dans les calorimètres hadronique et électromagnétique, défini en 3.6.2, doit être inférieur à 0.1. Des critères d'isolation sont également appliqués à l'aide des informations Ecal, Hcal, et du trajectographe.

Le seul *trigger Dimuon* utilisant uniquement des traces reconstruites dans le spectromètre à muon et sans contrainte sur la position du vertex est le *trigger* HLT\_L2DoubleMu23\_NoVertex\_2cha\_Angle2p5. Il sélectionne les événements dans lesquels deux muons d'impulsion transverse supérieure à 23 GeV ont été reconstruits dans le spectromètre à muons, avec au moins un coup reconstruits dans 2 chambres DT ou CSC différentes. De plus, afin d'éviter le déclenchement de ce *trigger* par un muon cosmique, l'angle (en 3 dimensions) entre les deux muons doit être inférieur à 2.5 radians ( $\simeq 143^\circ$ ).

On va donc utiliser ces deux *triggers* pour sélectionner notre signal. Pour qu'un événement soit retenu, il devra avoir déclenché au moins l'un de ces *triggers*. De façon à s'assurer de la pertinence de ce choix, les efficacités de *trigger* ont été testées à l'aide des échantillons Monte-Carlo de signal. Ces efficacités sont présentées, pour les différents canaux de désintégration des deux neutralinos, dans les tableaux 6.3, 6.4, 6.5, et 6.6. Les efficacités des deux *triggers* sont présentées séparément dans les deux premières lignes de chaque tableau, tandis que la dernière ligne présente l'efficacité obtenue en associant ces deux *triggers*. Les efficacités de sélection sur le signal sont, par ordre de masse de squark croissante, de 24.9 %, 77.7 %, 86.9 % et 93.4 %. Ces variations sont dues au seuil en impulsion transverse des *triggers*. En effets ces distributions sont différentes pour les leptons de chaque échantillon, ainsi que présenté dans le figure 5.18 du chapitre précédent.

Trigger	Leptons dans l'état final			
	$e\mu + ee$	$e\mu + \mu\mu$	$e\mu + e\mu$	$e\mu + ll (l = e, \mu)$
Diphoton	$(22.8 \pm 3.7)\%$	–	$(12.3 \pm 5.3)\%$	$(11.9 \pm 3.1)\%$
Dimuon	–	$(27.9 \pm 3.2)\%$	$(12.6 \pm 5.3)\%$	$(13.7 \pm 2.9)\%$
<b>Diphoton OU Dimuon</b>	$(22.8 \pm 3.7)\%$	$(27.9 \pm 3.2)\%$	$(23.3 \pm 3.6)\%$	$(24.9 \pm 2.0)\%$

TABLE 6.3 – Efficacités de sélection trigger pour 10 000 événements Monte-Carlo de signal ( $M_{\tilde{q}}=120\text{GeV}$ ). Les incertitudes présentées sont statistiques uniquement.

Trigger	Leptons dans l'état final			
	$e\mu + ee$	$e\mu + \mu\mu$	$e\mu + e\mu$	$e\mu + ll (l = e, \mu)$
Diphoton	$(82.4 \pm 0.9)\%$	–	$(54.1 \pm 1.8)\%$	$(46.4 \pm 1.3)\%$
Dimuon	–	$(75.0 \pm 1.2)\%$	$(43.7 \pm 2.3)\%$	$(40.0 \pm 1.4)\%$
<b>Diphoton OU Dimuon</b>	$(82.4 \pm 0.9)\%$	$(75.0 \pm 1.2)\%$	$(75.0 \pm 1.2)\%$	$(77.7 \pm 0.6)\%$

TABLE 6.4 – Efficacités de sélection trigger pour 10 000 événements Monte-Carlo de signal ( $M_{\tilde{q}}=350\text{GeV}$ ). Les incertitudes présentées sont statistiques uniquement.

Trigger	Leptons dans l'état final			
	$e\mu + ee$	$e\mu + \mu\mu$	$e\mu + e\mu$	$e\mu + ll (l = e, \mu)$
Diphoton	$(90.8 \pm 0.6)\%$	–	$(72.8 \pm 1.2)\%$	$(56.4 \pm 1.0)\%$
Dimuon	–	$(82.0 \pm 0.9)\%$	$(52.4 \pm 1.9)\%$	$(45.2 \pm 1.3)\%$
<b>Diphoton OU Dimuon</b>	$(90.8 \pm 0.6)\%$	$(82.0 \pm 0.9)\%$	$(86.8 \pm 0.8)\%$	$(86.9 \pm 0.5)\%$

TABLE 6.5 – Efficacités de sélection trigger pour 10 000 événements Monte-Carlo de signal ( $M_{\tilde{q}}=1000\text{GeV}$ ). Les incertitudes présentées sont statistiques uniquement.

Deux sous ensembles de données seront donc utilisés. Le premier contient l'ensemble des événements à 8 TeV ayant activés au moins l'un des *triggers* *Dimuon* existant, regroupés sous le *Dataset* « *DoubleMu* ». Le second contient l'ensemble des événements à 8 TeV ayant activés au moins l'un des *triggers* *Diphoton* existant, regroupés sous le *Dataset* « *DoublePhoton* ». Il est possible que certains événements aient déclenché les deux *triggers* utilisés pour l'analyse, et se retrouvent par conséquent dans les deux *Datasets*. Afin d'éviter tout double comptage, ces événements sont rejetés du *Dataset* *DoubleMu*. Dans la suite de ce chapitre, la sélection sera présentée séparément en deux cas distincts : les événements ayant déclenchés le *trigger* *Dimuon* mais pas le *trigger* *Diphoton*, et les événements, ayant déclenchés le *trigger* *Diphoton*.

Si les événements ayant déclenchés simultanément les deux *triggers* utilisés sont extrêmement rares dans les données (879 événements, pour un total de 20.8 millions d'événements ayant activé l'un ou l'autre des deux *trigger*), il sont en revanche beaucoup plus fréquents dans les événements de signal. Pour le signal  $M_{\tilde{q}} = 1000 \text{ GeV}$  et  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 148 \text{ GeV}$ , le tableau 6.7 présente le nombre d'événements sélectionnés par les deux cas. En particulier, dans le cas *Diphoton*, les chiffres entre parenthèse dans la dernière ligne représentent le nombre d'événements ayant activé les deux *triggers* simultanément. Le détail est donné pour les différents états finaux possibles. Il permet notamment de visualiser les différences en termes de multiplicité d'électron ou de muon entre ces deux cas.

Trigger	Leptons dans l'état final			
	$e\mu + ee$	$e\mu + \mu\mu$	$e\mu + e\mu$	$e\mu + ll (l = e, \mu)$
Diphoton	$(97.4 \pm 0.3)\%$	–	$(84.2 \pm 0.9)\%$	$(61.7 \pm 0.9)\%$
Dimuon	–	$(88.2 \pm 0.7)\%$	$(61.0 \pm 1.6)\%$	$(51.0 \pm 1.1)\%$
<b>Diphoton OU Dimuon</b>	$(97.4 \pm 0.3)\%$	$(88.2 \pm 0.7)\%$	$(93.9 \pm 0.5)\%$	$(93.4 \pm 0.3)\%$

TABLE 6.6 – Efficacités de sélection trigger pour 10 000 événements Monte-Carlo de signal ( $M_{\tilde{q}}=1500\text{GeV}$ ). Les incertitudes présentées sont statistiques uniquement.

Événements ayant activés :	Leptons dans l'état final			
	$e\mu + ee$	$e\mu + e\mu$	$e\mu + \mu\mu$	$e\mu + ll$
Uniquement Dimuon	5	479	2580	3064
Diphoton	3036	2483	141	5660
(dont Diphoton et Dimuon)	(45)	(1309)	(117)	(1471)

TABLE 6.7 – Nombre d'événements de signal ( $M_{\tilde{s}} = 1000 \text{ GeV}$ ,  $M_{\tilde{\chi}_0} = 148 \text{ GeV}$ ) sélectionnés ayant activé : uniquement le *trigger Dimuon*, ou le *trigger Diphoton* (le *trigger Dimuon* ayant éventuellement été activé). Ces nombres sont obtenus pour 10 000 événements Monte-Carlo. Les différents états finaux possibles sont présentés, la dernière colonne représentant le nombre total.

## 6.2.2 Association entre trace et objet trigger

Une fois un événement sélectionné à l'aide du *trigger*, on requiert que celui ci contienne deux traces qui puissent être associées aux deux muons, ou aux deux photons, du *trigger* activé.

Si seul le *trigger Dimuon* a été déclenché, l'événement doit contenir deux *Tracker Muons* dont la trace reconstruite dans le trajectographe, propagée jusqu'au spectromètre à muons, doit correspondre à l'une des traces reconstruite par le *trigger* dans le spectromètre. Le critère d'association est  $\Delta R < 0.3$ . De plus, en raison des difficultés à modéliser la faible efficacité de ce trigger pour des muons très rapprochés, il est requis que ces deux traces du trajectographe soient séparées par une distance  $\Delta R > 0.2$ . Enfin, cet angle doit également être inférieur à 2.48 radians, légèrement plus bas que le critère imposé par le *trigger*, de façon à être sur le plateau de la courbe d'efficacité, ainsi que montré dans la figure 6.31 (section 6.6.5). Pour la même raison, l'impulsion transverse du muon doit être de 26 GeV, là où le seuil du *trigger* est de 23 GeV.

Si le *trigger Diphoton* a été déclenché, l'événement doit contenir deux traces, qui, une fois extrapolées jusqu'à la surface du calorimètre, doivent pouvoir être associées avec le photon reconstruit par le *trigger*, le critère d'association étant  $\Delta R < 0.3$ . Le photon associé à la trace doit en outre vérifier un seuil en énergie légèrement supérieur au seuil requis pour l'objet *trigger* correspondant, de façon à être sur la plateau de la courbe d'efficacité. Si la trace est associée à l'objet imposant un seuil de 22 GeV, l'énergie du *SuperCluster* doit être supérieure à 25 GeV. Si la trace est associée à l'objet imposant

un seuil de 36 GeV, l'énergie du *SuperCluster* doit être supérieure à 40 GeV.

## 6.3 Identification des leptons

Ainsi qu'expliqué dans le chapitre 3, l'identification standard utilisée pour les électrons et les muons est inadaptée dans le cas où ces derniers sont issus d'un vertex déplacé. Une identification propre à cette analyse a donc dû être définie. Elle s'inspire cependant largement de l'identification standard. Les variables utilisées, ainsi que les valeurs des coupures appliquées, sont en grande partie semblables à celles de l'identification standard [46] [51].

Dans cette section, les critères de sélection employés pour les électrons et les muons sont détaillés. On présentera les résultats en fonction du trigger ayant servi à sélectionner les événements. On désigne par le terme *Dimuon* les événements ayant activé uniquement le *trigger Dimuon*, et par le terme *Diphoton* les événements ayant activé le *trigger Diphoton*, avec ou sans activation du *trigger Dimuon*. Il est important de prendre en compte le fait que, pour le signal, la multiplicité en leptons de chaque saveur est différente selon le cas *trigger* considéré. Le nombre d'événements est également différent.

Il convient également de préciser qu'aucune coupure d'isolation n'est appliquée au niveau de l'identification des leptons. En effet, deux leptons issus d'un même neutralino pourraient être considérés comme non-isolés s'ils sont suffisamment proche l'un de l'autre. Ainsi, l'isolation est seulement effectuée au niveau de la sélection des candidats  $e\mu$ , afin de prendre en compte la présence du second lepton. Cependant, de façon à faciliter la lecture des résultats, les distributions montrées dans cette section sont obtenues, sauf mention contraire, avec une coupure relâchée sur l'isolation<sup>1</sup>. Les chiffres présentés dans les tableau d'évolution des coupures sont en revanche obtenus sans aucune isolation.

### 6.3.1 Identification des électrons

Le point de départ de l'identification des électrons est l'ensemble des traces de catégorie *high purity* (définie en 6.1.4) reconstruites dans le trajectographe, et pouvant être associées dans un rayon  $\Delta R < 0.4$  à un *SuperCluster* d'énergie transverse supérieure à 10 GeV. Cette pré-identification réduit le nombre de traces prises en compte afin d'améliorer la vitesse d'exécution du code informatique.

Une succession de critères d'identification est ensuite appliquée. Ces critères sont identiques selon que l'événement ait été sélectionné à l'aide du *trigger Dimuon* ou *Diphoton*. La seule différence est que, dans le cas *Diphoton*, il est requis que la trace considérée satisfasse le critère d'association avec l'un des photons reconstruits par le *trigger*, et défini en 6.2.2. Pour cette raison, le nombre de candidats rejetés par chaque coupure est plus faible dans le cas *Diphoton*.

Une première coupure en  $p_T$  de 25 GeV est appliquée, légèrement supérieure au seuil de 22 GeV du *trigger Diphoton*. Les traces doivent avoir une pseudo-rapacité  $|\eta| < 2.0$ . Ce critère est motivé par la chute de l'efficacité de reconstruction des traces déplacées au dessus de  $|\eta| = 2.0$ . La trace propagée jusqu'au calorimètre doit correspondre à un *Su-*

---

1. La somme du  $p_T$  de toutes les traces contenues dans un cône creux de rayon  $0.03 < \Delta R < 0.3$  autour de la trace considérée, divisée par le  $p_T$  de cette trace, doit être inférieure à 0.3.

*perCluster* dans une fenêtre  $\Delta R < 0.1$ . Cette fenêtre est plus resserrée que celle utilisée pour l'association avec le photon reconstruit par le *trigger*. Cette différence provient du fait que la reconstruction effectuée au niveau du *trigger* est simplifiée, avec une précision moindre sur la détermination de la position du dépôt d'énergie.

Le *SuperCluster* associé doit avoir une énergie transverse supérieure à 25 GeV. De plus, la coordonnée  $\eta$  de la position du *SuperCluster*, pondérée par l'énergie, ne doit pas être située dans l'intervalle  $1.44 < |\eta| < 1.56$ , qui correspond à la région de transition entre le tonneau et les bouchons du calorimètre hadronique. Des coupures sur la forme du dépôt calorimétrique, présenté en 3.6.2 et déjà utilisées par le *trigger* sont à nouveau employées ici. Les valeurs sont identiques :  $r_9 > 0.85$ ,  $\sigma_{\eta\eta} < 0.014$  dans le tonneau et  $< 0.034$  dans les bouchons, et  $H/E < 0.1$ . La différence avec le *trigger* réside dans le fait que ce dernier n'impose le respect que de certains de ces critères ( $r_9$  ou  $\sigma_{\eta\eta}$  et  $H/E$ ), alors que les *SuperClusters* doivent ici satisfaire à ces trois critères simultanément.

Les distributions de ces observables, pour les échantillons Monte-Carlo de signal et du bruit de fond, ainsi que pour les données 2012, sont présentées dans les figures 6.2 à 6.6. Pour une meilleure lisibilité, seuls les événements de signal  $M_{\tilde{q}} = 1000\text{GeV}$  et  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 148\text{GeV}$  sont présentés. Elles sont toutes présentés après application du critère d'isolation relâché, hormis la figure 6.5. Pour les figures 6.2 et 6.3, un désaccord entre données et Monte-Carlo est observé dans les queues de distribution, hors de la région sélectionnée. Cet effet est imputable au faible nombre d'événements Monte-Carlo QCD générés, qui pour certains échantillons est inférieur de trois ordres de grandeurs au nombre d'événements attendus. Un meilleur accord devrait pouvoir être obtenu par l'ajout d'échantillons QCD supplémentaires.

L'évolution du nombre de candidats électrons subsistant au fil de l'application des différentes coupures est présentée dans les tableaux 6.8 et 6.9, respectivement pour les événements sélectionnés par les *triggers Dimuon* et *Diphoton*. Le nombre d'électrons générés, dans les événements ayant passé la sélection *trigger*, est donné dans la première ligne.

Pour le cas *Dimuon*, les efficacités de sélection varie de 14 %, pour le scénario de plus faibles masses, jusqu'à 58 %, pour le cas où la masse du squark est de 1.5 TeV. La différence étant principalement due à la coupure en  $p_T$ . Pour le cas *Diphoton*, cette variation est moindre, du fait que les événements ont déclenché le *trigger Diphoton* et sont donc beaucoup plus susceptible de contenir deux vrais électrons.

Pour chaque cas, la coupure rejetant le plus de candidats est la coupure en  $H/E$ . L'influence de cette coupure peut être visualisée sur la figure 6.5, qui présente les distributions en  $H/E$  pour chaque cas de *trigger*, sans isolation, et après application des précédentes coupures d'identification. Dans cette figure, la valeur du dernier interval correspond au nombre de candidats dont la valeur de  $H/E$  est plus haute que la limite du graphique.

### 6.3.2 Identification des muons

Le point de départ de l'identification des muons est l'ensemble des *Tracker Muons* dont la trace reconstruite dans le trajectographe est de catégorie *high purity*, et d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV. Comme dans le cas des électrons, cette pré-identification a pour but d'améliorer la vitesse d'exécution du code informatique en réduisant nombre de candidats pris en compte.

Critères de sélection	Signal ( $M_{\tilde{t}_1} / M_{\tilde{\chi}^0}$ ) [GeV]				Bruit de fond MC	Données 2012
	(120 / 48)	(350 / 148)	(1000 / 148)	(1500 / 494)		
Nombre d'électrons générés	1.62e+06 ± 0.10e+06	2.99e+04 ± 0.08e+04	50.5 ± 1.3	2.17 ± 0.06	-	-
Nombre de traces pré-sélectionnées	1.97e+06 ± 0.11e+06	7.85e+04 ± 0.13e+04	455 ± 4	24.4 ± 0.2	1.37e+06 ± 0.01e+06	1.31e+06
$p_T > 25$ GeV	7.92e+05 ± 0.68e+05	3.26e+04 ± 0.08e+04	226 ± 3	12.3 ± 0.1	4.42e+05 ± 0.06e+05	4.33e+05
$-2 <  \eta_{trace}  < 2$	7.81e+05 ± 0.68e+05	3.19e+04 ± 0.09e+04	225 ± 3	12.2 ± 0.1	4.08e+05 ± 0.06e+05	4.02e+05
Association trace-SuperCluster ( $\Delta R < 0.1$ )	4.52e+05 ± 0.52e+05	2.31e+04 ± 0.07e+04	185 ± 2	10.4 ± 0.1	2.82e+05 ± 0.05e+05	2.7e+05
SuperCluster : $E_T > 25$ GeV	4.28e+05 ± 0.51e+05	2.19e+04 ± 0.07e+04	178 ± 2	10 ± 0.1	1.44e+05 ± 0.04e+05	1.33e+05
SuperCluster : $ \eta  < 1.44$ et $> 1.56$	4.28e+05 ± 0.51e+05	2.18e+04 ± 0.07e+04	176 ± 2	9.94 ± 0.1	1.42e+05 ± 0.03e+05	1.3e+05
$\sigma_{\eta\eta} < 0.014$ (Tanneau) ou 0.034 (Boudrons)	3.38e+05 ± 0.45e+05	1.69e+04 ± 0.06e+04	117 ± 2	6.58 ± 0.1	8.98e+04 ± 0.03e+05	8.02e+04
$H/E < 0.10$	2.96e+05 ± 0.42e+05	1.24e+04 ± 0.05e+04	37 ± 1	1.92 ± 0.1	6.19e+04 ± 0.02e+05	5.65e+04
$r_9 > 0.85$	2.28e+05 ± 0.36e+05	9.00e+03 ± 0.45e+03	24.2 ± 0.9	1.26 ± 0.04	1.09e+04 ± 0.07e+04	1.2e+04

TABLE 6.8 – Évolution du nombre de traces de candidats électrons après application des différents critères de sélection, pour des événements sélectionnés par le *trigger Dimuon*. La luminosité intégrée est  $19.8 \text{ fb}^{-1}$ . Les incertitudes présentées sont statistiques uniquement. Pour les données, elles sont d'un ordre de grandeur plus petites que le nombre de chiffres significatifs présentés.

Critères de sélection	Signal ( $M_s / M_{\tilde{\chi}^0}$ ) [GeV]				Bruit de fond MC	Données 2012
	(120 / 48)	(350 / 148)	(1000 / 148)	(1500 / 494)		
Nombre d'électrons générés	$3.29\text{e}+06 \pm 0.14\text{e}+06$	$8.9\text{e}+04 \pm 0.14\text{e}+04$	$253 \pm 3$	$13.2 \pm 0.1$	-	-
Nombre de traces pré-sélectionnées	$4.12\text{e}+06 \pm 0.16\text{e}+06$	$1.77\text{e}+05 \pm 0.02\text{e}+05$	$1.14\text{e}+03 \pm 6$	$71.1 \pm 0.3$	$8.98\text{e}+06 \pm 0.01\text{e}+06$	$9.73\text{e}+06$
Association avec trigger Diphoton	$3.44\text{e}+06 \pm 0.14\text{e}+06$	$1.31\text{e}+05 \pm 0.02\text{e}+05$	$859 \pm 5$	$54.0 \pm 0.3$	$8.71\text{e}+06 \pm 0.01\text{e}+06$	$9.41\text{e}+06$
$p_T > 25 \text{ GeV}$	$2.25\text{e}+06 \pm 0.11\text{e}+06$	$8.14\text{e}+04 \pm 0.14\text{e}+04$	$501 \pm 4$	$30.2 \pm 0.2$	$6.48\text{e}+06 \pm 0.01\text{e}+06$	$6.47\text{e}+06$
$-2 <  \eta_{\text{trace}}  < 2$	$2.18\text{e}+06 \pm 0.11\text{e}+06$	$8.04\text{e}+04 \pm 0.13\text{e}+04$	$497 \pm 4$	$30.0 \pm 0.2$	$6.06\text{e}+06 \pm 0.01\text{e}+06$	$6.07\text{e}+06$
Association trace-SuperCluster ( $\Delta R < 0.1$ )	$1.96\text{e}+06 \pm 0.11\text{e}+06$	$7\text{e}+04 \pm 0.12\text{e}+04$	$426 \pm 4$	$26.8 \pm 0.2$	$6.04\text{e}+06 \pm 0.01\text{e}+06$	$6.03\text{e}+06$
SuperCluster : $E_T > 25 \text{ GeV}$	$1.95\text{e}+06 \pm 0.11\text{e}+06$	$6.92\text{e}+04 \pm 0.12\text{e}+04$	$416 \pm 4$	$26 \pm 0.2$	$6.04\text{e}+06 \pm 0.01\text{e}+06$	$6.02\text{e}+06$
SuperCluster : $ \eta  < 1.44$ et $> 1.56$	$1.93\text{e}+06 \pm 0.11\text{e}+06$	$6.81\text{e}+04 \pm 0.12\text{e}+04$	$412 \pm 4$	$25.8 \pm 0.2$	$5.92\text{e}+06 \pm 0.01\text{e}+06$	$5.91\text{e}+06$
$\sigma_{\eta\eta} < 0.014$ (Tonneau) ou 0.034 (Bouchons)	$1.89\text{e}+06 \pm 0.11\text{e}+06$	$6.34\text{e}+04 \pm 0.12\text{e}+04$	$342 \pm 3$	$20.4 \pm 0.2$	$5.9\text{e}+06 \pm 0.01\text{e}+06$	$5.88\text{e}+06$
$H/E < 0.10$	$1.87\text{e}+06 \pm 0.10\text{e}+06$	$5.59\text{e}+04 \pm 0.11\text{e}+04$	$191 \pm 2$	$9.67 \pm 0.1$	$5.89\text{e}+06 \pm 0.01\text{e}+06$	$5.86\text{e}+06$
$r_9 > 0.85$	$1.66\text{e}+06 \pm 0.10\text{e}+06$	$4.78\text{e}+04 \pm 0.10\text{e}+04$	$160 \pm 2$	$8.07 \pm 0.1$	$4.38\text{e}+06 \pm 0.01\text{e}+06$	$4.38\text{e}+06$

TABLE 6.9 – Évolution du nombre de traces de candidats électrons après application des différents critères de sélection, pour des événements sélectionnés par le *trigger Diphoton*. La luminosité intégrée est  $19.8 \text{ fb}^{-1}$ . Les incertitudes présentées sont statistiques uniquement. Pour les données, elles sont d'un ordre de grandeur plus petites que le nombre de chiffres significatifs présentés.



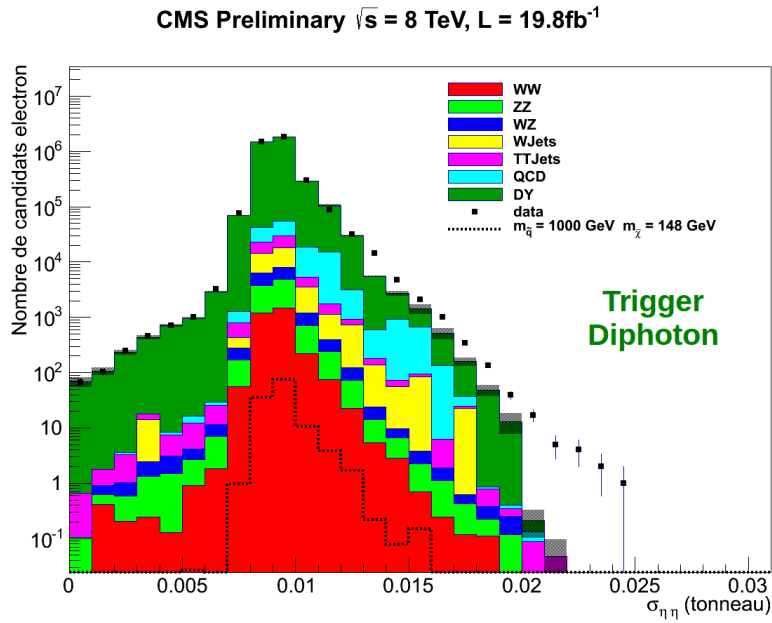
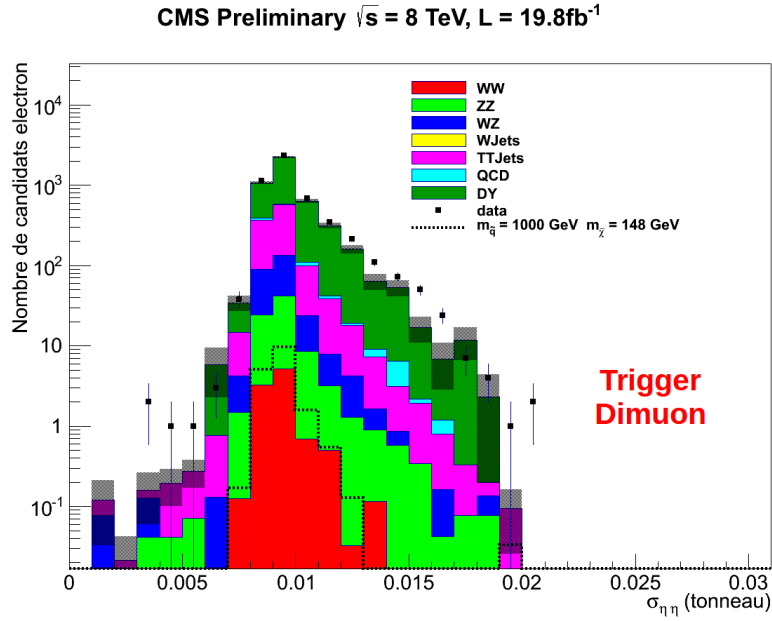


FIGURE 6.2 – Distributions en  $\sigma_{\eta\eta}$  pour les *SuperCluster* des candidats électron reconstruits dans le tonneau du calorimètre et ayant satisfait l'ensemble des autres coupures d'identification, ainsi qu'une coupure d'isolation relâchée. Ces distributions sont présentées pour des événements sélectionnés par le *trigger Dimuon* (en haut) et *Diphoton* (en bas). Pour le signal, seuls les événements du scénario  $M_{\tilde{q}} = 1000\text{GeV}$  et  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 148\text{GeV}$  sont présentés.

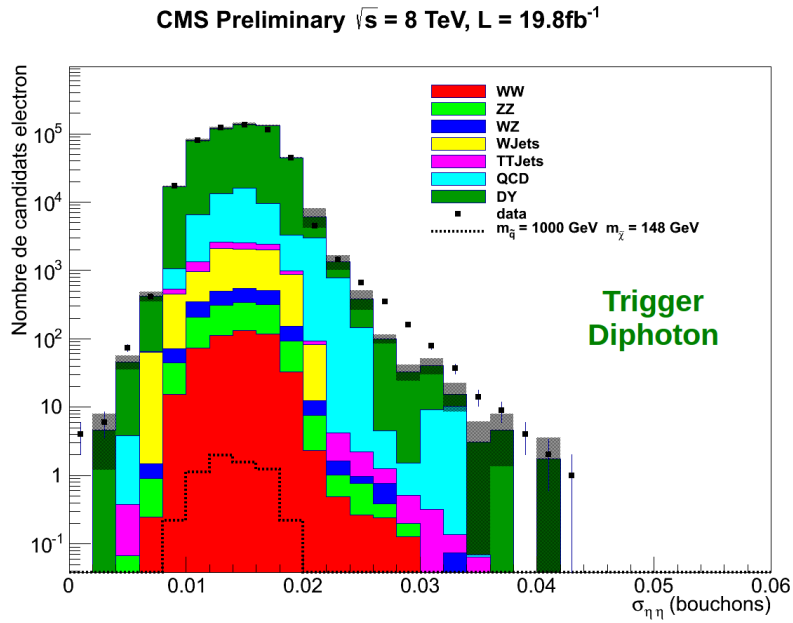
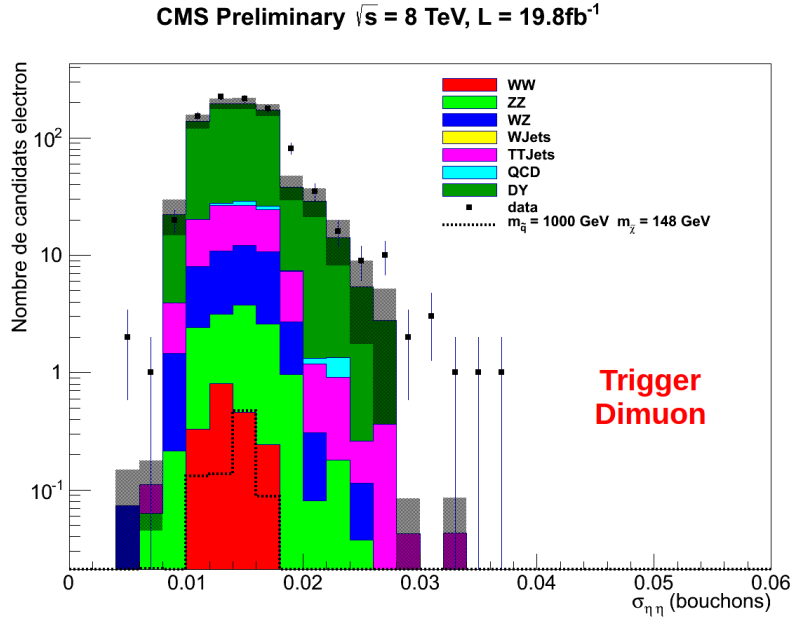


FIGURE 6.3 – Distributions en  $\sigma_{\eta\eta}$  pour les *SuperCluster* des candidats électron reconstruits dans les bouchons du calorimètre et ayant satisfait l'ensemble des autres coupures d'identification, ainsi qu'une coupure d'isolation relâchée. Ces distributions sont présentées pour des événements sélectionnés par le *trigger Dimuon* (en haut) et *Diphoton* (en bas). Pour le signal, seuls les événements du scénario  $M_{\tilde{q}} = 1000\text{GeV}$  et  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 148\text{GeV}$  sont présentés.

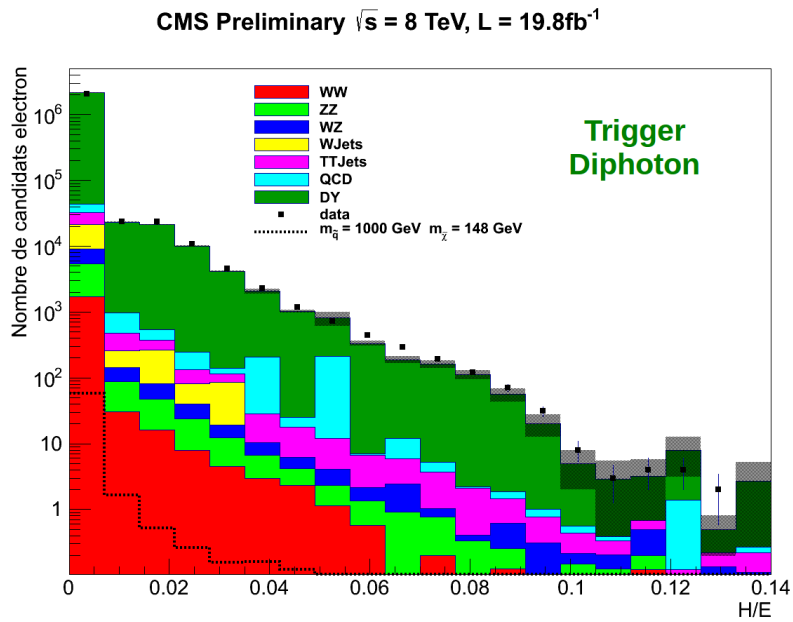
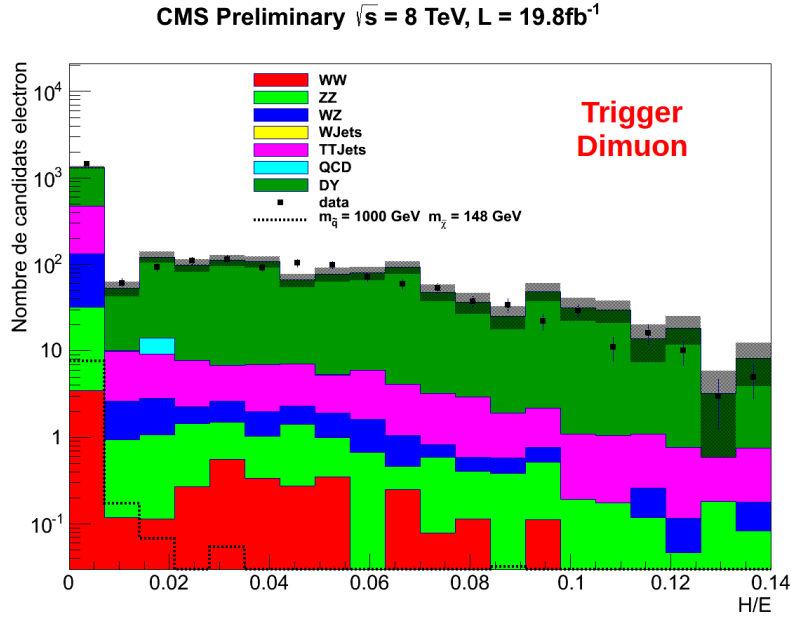


FIGURE 6.4 – Distributions en  $H/E$  pour les *SuperCluster* associés aux candidats électron ayant satisfait l'ensemble des autres coupures d'identification, ainsi qu'une coupure d'isolation relâchée. Ces distributions sont présentées pour des événements sélectionnés par le *trigger Dimuon* (en haut) et *Diphoton* (en bas). Pour le signal, seuls les événements du scénario  $M_{\tilde{q}} = 1000\text{GeV}$  et  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 148\text{GeV}$  sont présentés.

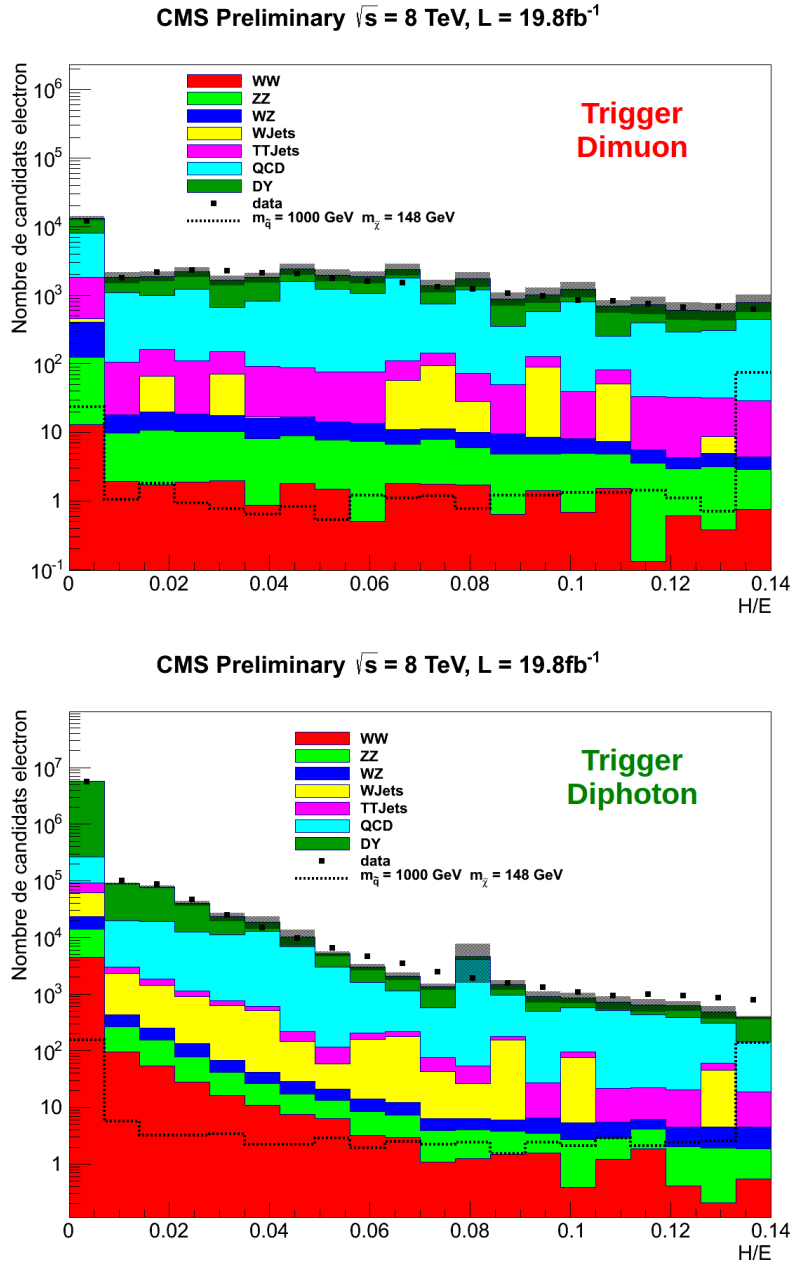


FIGURE 6.5 – Distributions en  $H/E$  pour les *SuperCluster* associés aux candidats électron ayant satisfait l’ensemble des coupures d’identification avant la coupure sur  $H/E$ . Aucune isolation n’est appliquée. Ces distributions sont présentées pour des événements sélectionnés par le *trigger Dimuon* (en haut) et *Diphoton* (en bas). Pour le signal, seuls les événements du scénario  $M_{\tilde{q}} = 1000\text{GeV}$  et  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 148\text{GeV}$  sont présentés. Pour le signal toujours, la dernière entrée de l’histogramme correspond au nombre de candidats situés hors des limites du graphique.

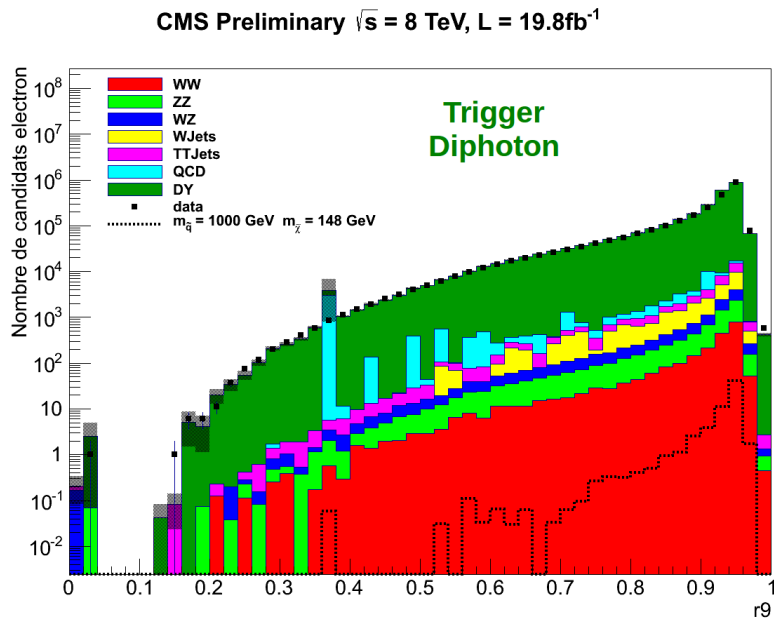
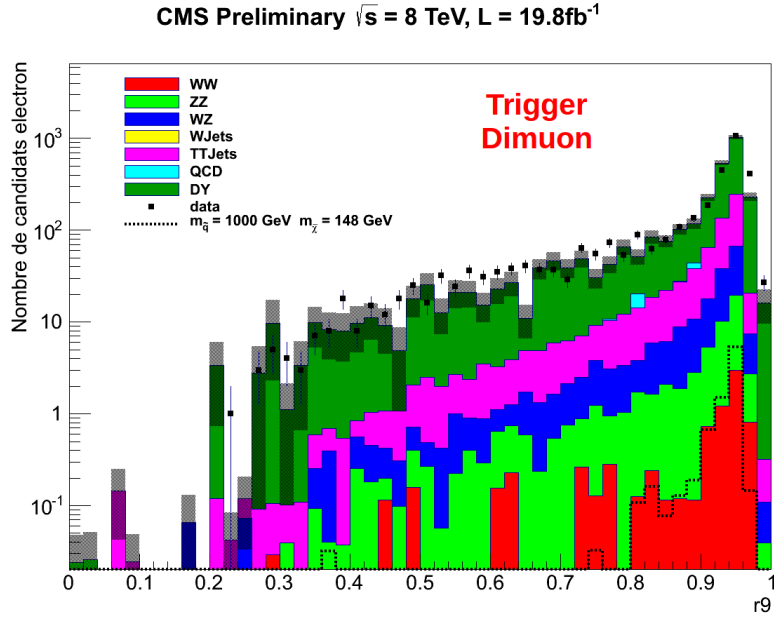


FIGURE 6.6 – Distributions en  $r_9$  pour les *SuperCluster* associés aux candidats électron ayant satisfait l'ensemble des autres coupures d'identification, ainsi qu'une coupure d'isolation relâchée. Ces distributions sont présentées pour des événements sélectionnés par le *trigger Dimuon* (en haut) et *Diphoton* (en bas). Pour le signal, seuls les événements du scénario  $M_{\tilde{q}} = 1000\text{GeV}$  et  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 148\text{GeV}$  sont présentés.

Un *Tracker Muon* est un objet déjà *a priori* identifié comme un muon par CMS. Cependant, l'association réalisée entre la trace du trajectographe et les segments des chambres à muons utilise des critères très relâchés, à l'origine d'un taux de faux muons importants en l'absence de coupures de sélection supplémentaires [52]. Dans notre cas, c'est particulièrement vrai dans le cas *Diphoton*, où la trace du trajectographe ne peut pas être associée à une trace reconstruite dans le spectromètre par le *trigger*. Pour cette même raison, les graphiques relatifs à l'identification des muons sont de nouveau présentés avec une coupure d'isolation relâchée<sup>2</sup>.

Si l'événement a été sélectionné à l'aide du seul *trigger Dimuon* (le *trigger Diphoton* n'ayant pas été déclenché), les traces propagés jusqu'aux chambres à muon doivent donc pouvoir être associées avec un des muons reconstruits par le *trigger* dans le spectromètre, dans un rayon  $\Delta R < 0.1$ . Si le *trigger Diphoton* a été déclenché, cette association n'est pas requise.

Aucune des traces sélectionnées ne doit avoir été précédemment identifiée comme une trace d'électron. Il est en effet possible, dans le cas où un électron et un muon sont très collimés, qu'un *Tracker Muon* soit reconstruit à partir de la trace d'électron.

L'impulsion transverse et la pseudorapidité de la trace reconstruite dans le trajectographe doivent respectivement satisfaire  $p_T > 26$  GeV et  $-2 < \eta < +2$ . Pour le cas *Diphoton*, il est également requis que le  $\chi^2$  normalisé de la trace doit être inférieur à 1.3. Ainsi qu'observé dans la figure 6.7, cette coupure permet de rejeter un excès de muons dans les données par rapport au Monte-Carlo.

Une variable dénommée « compatibilité calorimétrique » est également utilisée pour estimer la probabilité que le muon considéré ne provienne pas de la désintégration « en vol » d'un hadron (kaon ou pions). Elle est basée sur les mesures d'énergie dans les cellules ou les tours calorimétriques interceptées par la trajectoire extrapolée de la trace. Sont prises en compte les énergies dans le calorimètres électromagnétique, hadronique, ainsi que dans le tonneau externe de ce dernier (*Hadron Outer*). Pour chacun, une distribution de probabilités en fonction de l'énergie mesurée est obtenue, pour l'hypothèse d'un muon provenant de la désintégration d'un pion ou d'un kaon (considéré comme bruit de fond) ou d'un muon issu de tout autre processus (considéré comme signal). La compatibilité calorimétrique est ainsi obtenue à partir d'une fonction de vraisemblance à 3 dimension de la forme :

$$\text{Compatibility} = \frac{P_S(x) \cdot P_S(y) \cdot P_S(z)}{P_S(x) \cdot P_S(y) \cdot P_S(z) + P_B(x) \cdot P_B(y) \cdot P_B(z)} \quad (6.2)$$

$$(6.3)$$

où  $P_S$  et  $P_B$  sont les probabilités de signal et de bruit de fond, en fonction des énergies mesurées dans le calorimètre électromagnétique ( $x$ ), hadronique ( $y$ ), et le tonneau externe ( $z$ ). On requiert que la compatibilité calorimétrique soit supérieure à 0.8.

Enfin, afin de rejeter d'éventuels muons cosmiques, il est requis qu'aucun autre *Tracker Muon* reconstruit dans l'événement ne forme avec le muon considéré un angle  $\alpha$  tel que  $\cos \alpha < -0.79$ , soit  $\alpha > 142^\circ$ .

Les distributions de compatibilité calorimétrique sont présentées pour les données et

---

2. La somme du  $p_T$  de toutes les traces contenues dans un cône creux de rayon  $0.03 < \Delta R < 0.3$  autour de la trace considérée, divisée par le  $p_T$  de cette trace, doit être inférieure à 0.3.

les échantillons monte Carlo dans la figure 6.8, après application de l'ensemble des autres coupures et de l'isolation relâchée. La distribution en impulsion transverse des muons sélectionnés est présentée dans la figure 6.9. Une nouvelle fois, deux distributions sont montrées, selon le *trigger* ayant servi à sélectionner les événements.

L'évolution du nombre de candidats électrons subsistant au fil de l'application des différentes coupures est présentée dans les tableaux 6.10 et 6.11, respectivement pour les événements sélectionnés par les *triggers Dimuon* et *Diphoton*. Le nombre de muons générés, dans les événements ayant passé la sélection *trigger*, est donné dans la première ligne.

Pour le cas *Dimuon*, les efficacités obtenues sur le signal pour les différents scénarii de masse sont comparables, de l'ordre de 64 %. Pour le cas *Diphoton*, elle varie entre 18 %, pour le scénario de plus faible masse, et environ 50 % pour les scénarii où les masses des squarks sont de 1.0 et 1.5 TeV. Cette variation est principalement due à l'effet de la coupure en  $p_T$ .

Enfin, dans les deux cas, on observe un excès de *Tracker Muons* dans les données, par rapport aux événements Monte-Carlo, alors que les nombres d'événements sélectionnés par le *trigger* sont quant à eux compatibles. Cet excès est plus significatif dans le cas *Diphoton* (un facteur 1.4 à l'issue des coupures d'identification). Il disparaît après application de la coupure d'isolation, au moment de la sélection des candidats  $e\mu$ . En se basant sur les distributions de la figure 6.8 (obtenues après sélection et isolation relâchée), on observe que l'excès concerne la région où la compatibilité calorimétrique est inférieure à 0.8. Cet excès est donc très probablement dû à un taux de faux muons plus important dans les données.

## 6.4 Reconstruction et sélection des candidats $e\mu$

Les événements pour lesquels aucun électron ou aucun muon n'a pu être identifié sont rejetés. Pour les événements restant, on va construire un ou plusieurs candidats  $e\mu$ , ou « dileptons », à partir de toutes les associations possibles d'un électron et d'un muon identifiés. La première étape consiste à rechercher la position d'un éventuel vertex compatible avec l'hypothèse d'être à l'origine des traces produites par les deux leptons. Si un tel vertex est trouvé, on applique ensuite au candidat ainsi obtenu un ensemble de coupures de sélection supplémentaires destinées à rejeter les événements de bruits de fond pouvant subsister. Dans cette section, la distinction entre le cas des événements sélectionnés par les *triggers Dimuon* ou *Diphoton* n'est plus effectuée, les critères de sélection étant strictement identiques dans les deux cas. Les distributions montrées dans la suite seront donc obtenues à partir d'événements ayant déclenché l'un ou l'autre de ces *triggers*.

### 6.4.1 Recherche d'un vertex commun

Un candidat dilepton est construit à partir d'un électron identifié et d'un muon identifié, auxquels on va tenter d'associer un vertex commun, dont la position est déterminée à partir des traces reconstruites dans le trajectographe. L'estimation de la position du vertex est réalisée au moyen de l'algorithme « *Kalman Vertex Fitter* » (KVF, [86] [87]), basé comme son nom l'indique sur un filtre de Kalman. Dans cet algorithme, un poids

Critères de sélection	Signal ( $M_s / M_{\chi^0}$ ) [GeV]				Bruit de fond MC	Données 2012
	(120 / 48)	(350 / 148)	(1000 / 148)	(1500 / 494)		
Nombre de muons générés	$3.7e+06 \pm 0.15e+06$	$7.12e+04 \pm 0.13e+04$	$128 \pm 2$	$5.96 \pm 0.09$	-	-
Nombre de tracker muons > 10 GeV	$3.18e+06 \pm 0.14e+06$	$6.57e+04 \pm 0.12e+04$	$143 \pm 2$	$6.85 \pm 0.10$	$1.27e+07$	$1.34e+07$
Association avec trigger Dimuon	$3.09e+06 \pm 0.14e+06$	$6.3e+04 \pm 0.12e+04$	$126 \pm 2$	$5.88 \pm 0.09$	$1.27e+07$	$1.33e+07$
Trace non-identifiée comme un électron	$3.06e+06 \pm 0.13e+06$	$6.29e+04 \pm 0.12e+04$	$124 \pm 2$	$5.85 \pm 0.09$	$1.27e+07$	$1.33e+07$
Trace : $p_T > 26$	$2.77e+06 \pm 0.13e+06$	$5.8e+04 \pm 0.12e+04$	$112 \pm 2$	$5.35 \pm 0.09$	$1.1e+07$	$1.15e+07$
$-2 < \eta_{trace} < 2$	$2.7e+06 \pm 0.13e+06$	$5.66e+04 \pm 0.11e+04$	$110 \pm 2$	$5.26 \pm 0.09$	$1e+07$	$1.04e+07$
Compatibilité calorimétrique > 0.8	$2.45e+06 \pm 0.12e+06$	$5.06e+04 \pm 0.10e+04$	$95.7 \pm 2$	$4.39 \pm 0.08$	$8.88e+06 \pm 0.01e+06$	$9.03e+06$
Aucun autre muon d'angle relatif $\alpha > 142^\circ$	$2.37e+06 \pm 0.12e+06$	$4.55e+04 \pm 0.09e+04$	$82.7 \pm 2$	$3.68 \pm 0.07$	$8.87e+06 \pm 0.01e+06$	$9.01e+06$

TABLE 6.10 – Évolution du nombre de candidats muons après application des différents critères de sélection, pour des événements sélectionnés par le *trigger Dimuon*. La luminosité intégrée est  $19.8 \text{ fb}^{-1}$ . Les incertitudes présentées sont statistiques uniquement. La valeur n'est pas donnée si elle est d'un ordre de grandeur plus petite que le nombre de chiffres significatifs présentés.



Critères de sélection	Signal ( $M_s / M_{\chi^0}$ ) [GeV]				Bruit de fond MC	Données 2012
	(120 / 48)	(350 / 148)	(1000 / 148)	(1500 / 494)		
Nombre de muons générés	1.75e+06 ± 0.10e+06	4.67e+04 ± 0.10e+04	147 ± 2	7.84 ± 0.11		
Nombre de tracker muons > 10 GeV	9.23e+05 ± 0.74e+05	3.65e+04 ± 0.09e+04	168 ± 2	9.94 ± 0.12	4.14e+04 ± 0.11e+04	7.63e+04 ± 0.03e+04
Trace non-identifiée comme un électron	9.06e+05 ± 0.73e+05	3.62e+04 ± 0.09e+04	163 ± 2	9.83 ± 0.12	3.97e+04 ± 0.11e+04	7.12e+04 ± 0.03e+04
Trace : $p_T > 26$	4.16e+05 ± 0.49e+05	2.71e+04 ± 0.08e+04	121 ± 2	7.22 ± 0.11	9.45e+03 ± 0.42e+03	1.75e+04 ± 0.01e+04
-2 < $\eta_{trace} < 2$	4.1e+05 ± 0.49e+05	2.65e+04 ± 0.08e+04	119 ± 2	7.11 ± 0.10	6.59e+03 ± 0.28e+03	1.18e+04 ± 0.01e+04
Trace : $\chi^2$ normalisé < 1.3	3.92e+05 ± 0.47e+05	2.47e+04 ± 0.07e+04	109 ± 2	6.43 ± 0.10	6.1e+03 ± 0.28e+03	9.88e+03 ± 0.10e+03
Compatibilité calorimétrique > 0.8	3.27e+05 ± 0.43e+05	2.16e+04 ± 0.07e+04	82.5 ± 1.6	4.35 ± 0.08	1.77e+03 ± 0.08e+03	2.52e+03 ± 0.05e+03
Aucun autre muon d'angle relatif $\alpha > 142^\circ$	3.21e+05 ± 0.43e+05	2.00e+04 ± 0.07e+04	73.1 ± 1.5	3.81 ± 0.08	1.74e+03 ± 0.08e+03	2.48e+03 ± 0.05e+03

TABLE 6.11 – Évolution du nombre de candidats muons après application des différents critères de sélection, pour des événements sélectionnés par le *trigger Diphoton*. La luminosité intégrée est  $19.8 \text{ fb}^{-1}$ . Les incertitudes présentées sont statistiques uniquement.

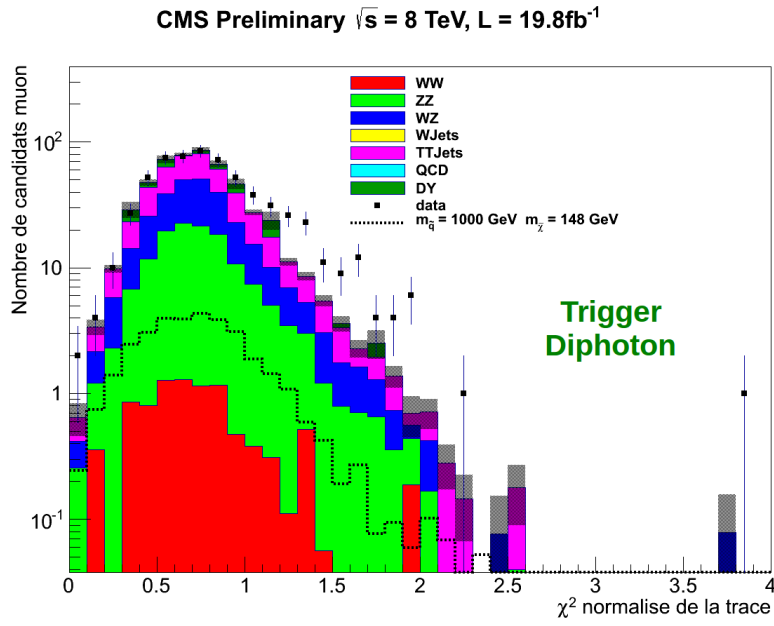


FIGURE 6.7 – Distributions du  $\chi^2$  normalisé des traces reconstruites dans le trajectographe pour les candidats muon ayant satisfait l'ensemble des autres coupures d'identification, ainsi qu'une coupure d'isolation relâchée. Ces distributions sont présentées pour des événements sélectionnés par le *trigger Diphoton*. Pour le signal, seuls les événements du scénario  $M_{\tilde{q}} = 1000\text{GeV}$  et  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 148\text{GeV}$  sont présentés.

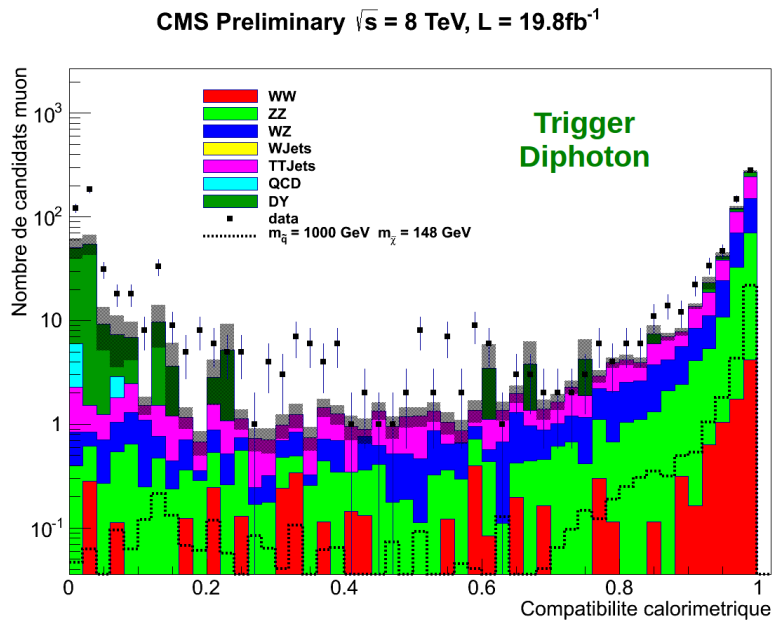
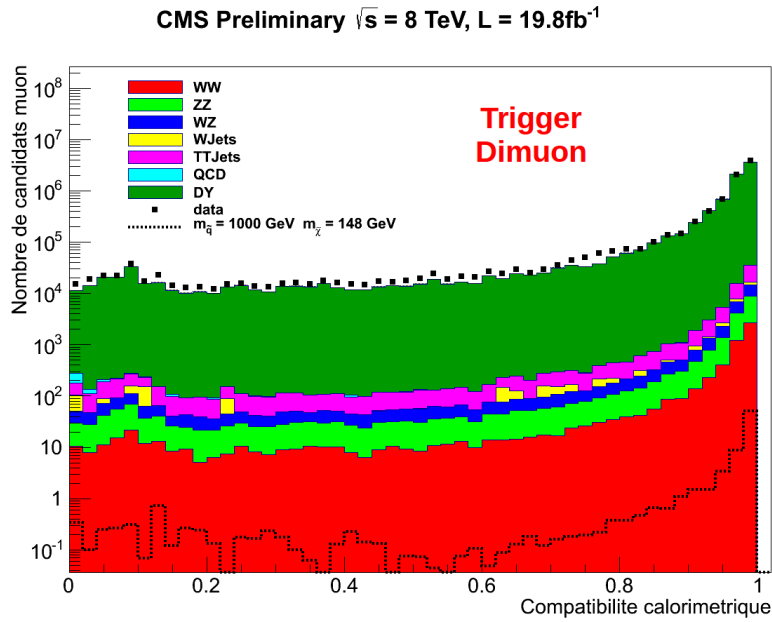


FIGURE 6.8 – Compatibilité calorimétrique des *Tracker Muon* ayant satisfait l'ensemble des autres coupures d'identification, ainsi qu'une coupure d'isolation relâchée. Les distributions sont présentées pour des événements sélectionnés par le *trigger Dimuon* (en haut) et *Diphoton* (en bas). Pour le signal, seuls les événements du scénario  $M_{\tilde{q}} = 1000\text{GeV}$  et  $M_{\chi_1^0} = 148\text{GeV}$  sont présentés.

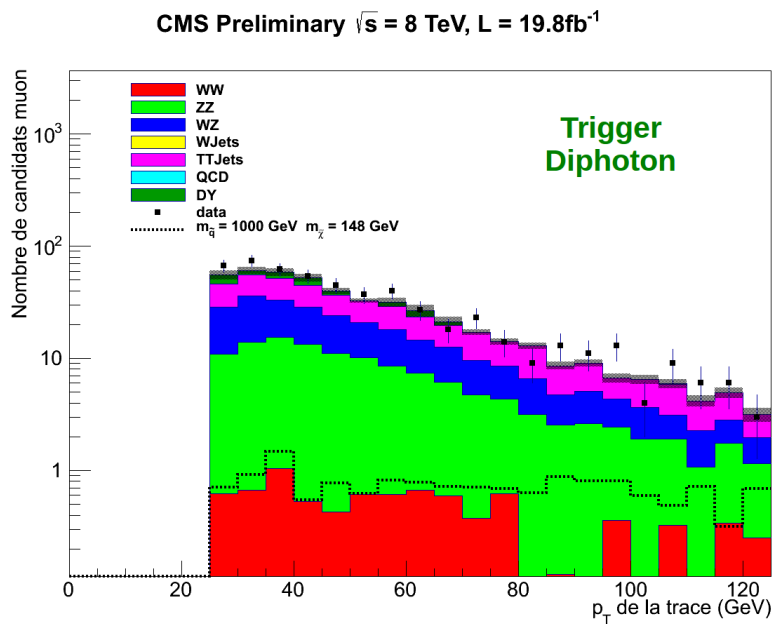
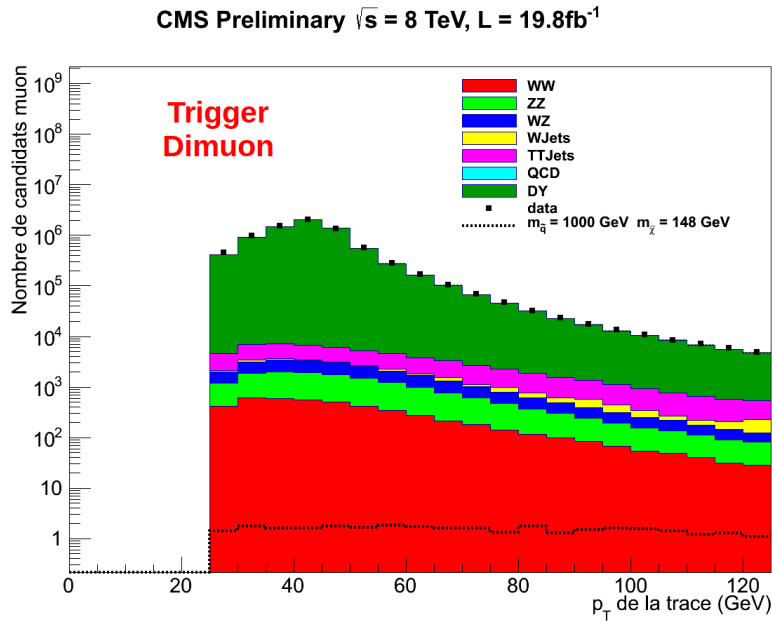


FIGURE 6.9 – Distribution en impulsion transverse des *Tracker Muon* ayant passé l'ensemble des coupures d'identification, ainsi qu'une coupure d'isolation relâchée. Les distributions sont présentées pour des événements sélectionnés par le *trigger Dimuon* (en haut) et *Diphoton* (en bas). Pour le signal, seuls les événements du scénario  $M_{\tilde{q}} = 1000\text{GeV}$  et  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 148\text{GeV}$  sont présentés.

de 1 est assigné à chacune des traces.

L'algorithme extrapole tout d'abord les trajectoires des deux traces sélectionnées. La paramétrisation « péricée », définie en 3.2.2, est utilisée. À partir de ces trajectoires extrapolées, une recherche de la position du point d'approche minimal aux deux trajectoires est effectuée.

Ce point est utilisé comme première estimation de la position du vertex «  $e + \mu$  » pour initier une procédure itérative, mathématiquement équivalente à une méthode des moindres carrés. Pour chacune des deux traces, successivement, le  $\chi^2$  de l'ajustement entre la trace et le vertex est minimisé, et la position du vertex est ajustée en conséquence. Ce processus est répété jusqu'à ce que la condition de convergence soit atteinte, ou que plus de 10 itérations aient été effectuées. Le critère de convergence est considéré comme satisfait si la différence, dans le plan transverse, entre la position du vertex avant et après deux itérations successives est inférieure à 10  $\mu\text{m}$ .

L'algorithme renvoie la position du vertex  $e + \mu$  trouvé, la matrice de covariance associée, ainsi que les paramètres des traces réajustés en prenant en compte la position du vertex (ces paramètres ne seront pas utilisés dans ce travail de thèse). Des indicateurs sur la qualité de l'ajustement entre les deux traces et le vertex sont également retournés :  $\chi^2$  total et nombre de degrés de liberté.

Seuls les candidats pour lesquels un vertex valide a pu être trouvé sont conservés. Le vertex est considéré comme valide si le critère de convergence a été atteint avant la dixième et dernière itération.

## 6.4.2 Sélection

Une première coupure est appliquée sur la compatibilité du vertex associé avec les deux traces reconstruites. Le  $\chi^2$  normalisé de l'ajustement doit être inférieur à 8. Le but de cette coupure est de rejeter les éventuelles mauvaises associations entre un électron et un muon provenant de deux vertex distincts. Cette coupure permet en outre de rejeter une mauvaise association dans le cas d'un événement de signal, ou des électrons et des muons déplacés peuvent provenir de deux neutralinos différents. La figure 6.10 montre la distribution en  $\chi^2$  normalisé obtenue à partir de l'ensemble des candidats reconstruits (dans les événements Monte-Carlo et les données) ayant satisfait l'intégralité des critères de sélection, hormis ceux sur la présente variable et la coupure en  $|d_0|/\sigma_d$ . La figure 6.11 montre les distributions en  $\chi^2$  normalisé du vertex, pour le signal, sans autre coupures que celles d'identification des leptons, respectivement pour un électron et un muon provenant du même neutralino, ou de tout autre processus (par exemple de deux neutralinos différents).

Des critères d'isolation sont ensuite requis sur chaque lepton. Ils sont appliqués une fois le candidat reconstruit, de façon à pouvoir prendre en compte le second lepton dans le calcul de la variable d'isolation. La variable d'isolation est calculée comme la somme du  $p_T$  de toutes les traces contenues dans un cône creux de rayon  $0.03 < \Delta R < 0.3$  autour de la trace considérée, divisée par le  $p_T$  de cette trace. La trace appartenant au second lepton formant le candidat n'est pas prise en compte dans la somme. Pour que le lepton soit considéré comme isolé, cette variable doit être inférieure à 0.1. Le même critère d'isolation est utilisé pour les électrons et les muons. Les distributions de cette variable pour les électrons et les muons, après application de l'ensemble des autres coupures hormis

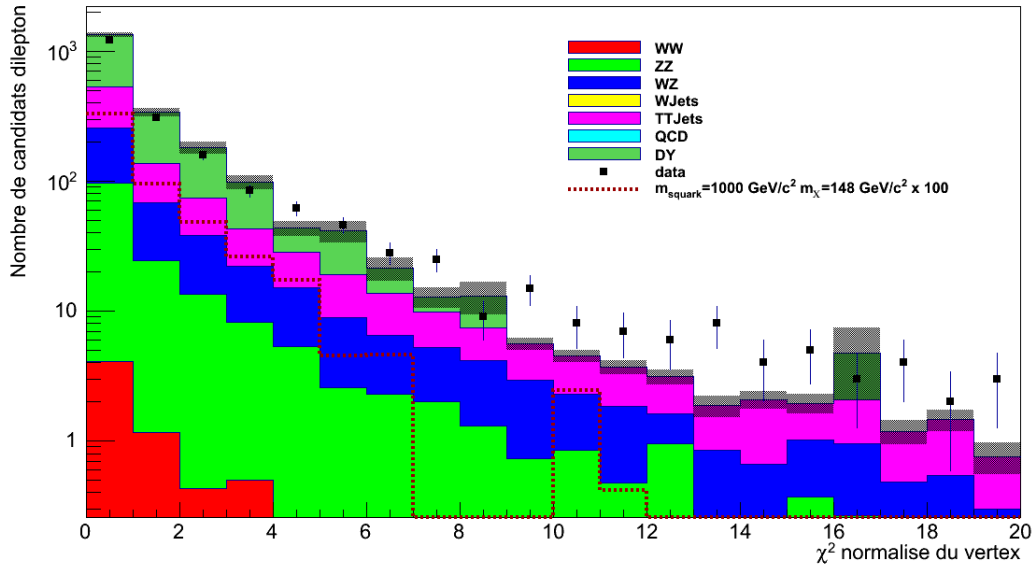


FIGURE 6.10 – Distribution en  $\chi^2$  normalisé pour des candidats reconstruits dans les événements ayant satisfait à l’ensemble des autres coupures, hormis  $|d_0|/\sigma_d$ . Pour une meilleur lisibilité, le signal ( $M_{\tilde{q}} = 1000\text{GeV}$ ,  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 148\text{GeV}$ ) est repondéré d’un facteur 100.

$|d_0|/\sigma_d$ , sont présentées dans la figure 6.12.

Il est nécessaire de rejeter les possibles associations entre un électron et un muon isolés provenant de deux réactions indépendantes, mais dont les traces présentent un point d’intersection fortuit rendant possible la reconstruction d’un vertex commun cohérent. Deux coupures sont employées dans ce sens, dont l’intérêt est illustré dans la figure 6.13. Elles utilisent la position de l’ensemble des coups associés aux deux traces, par rapport à la position du vertex reconstruit. Cette dernière position étant connue, on impose tout d’abord que le nombre de coups situés « avant » le vertex, c’est à dire sur les couches de détection plus internes, soit inférieur à 2. De plus, on impose que le nombre de coups manquant situés « après » le vertex, c’est à dire sur les couches de détection plus externes, soit inférieur à 3. Cette deuxième coupure vise à rejeter les candidats reconstruits à partir de deux traces ne présentant pas *a priori* de point d’intersection, mais dont l’extrapolation vers l’arrière, utilisée dans la recherche de vertex, peut faire apparaître un point en lequel les trajectoires semblent se rejoindre.

En sommant les quadri-vecteurs énergie-impulsion de l’électron et du muon, on définit un quadrivecteur « dilepton », et un moment tridimensionnel associé. Un second vecteur tridimensionnel est défini comme étant le vecteur reliant le vertex primaire et le vertex secondaire. On définit la variable  $\Delta\Phi$  comme étant la valeur de l’angle formé par ces deux vecteurs, comprise entre 0 et  $\pi$ , ainsi qu’illustré dans la figure 6.14. Pour deux leptons issus de la désintégration d’une particule neutre et à long temps de vie, la valeur de cette

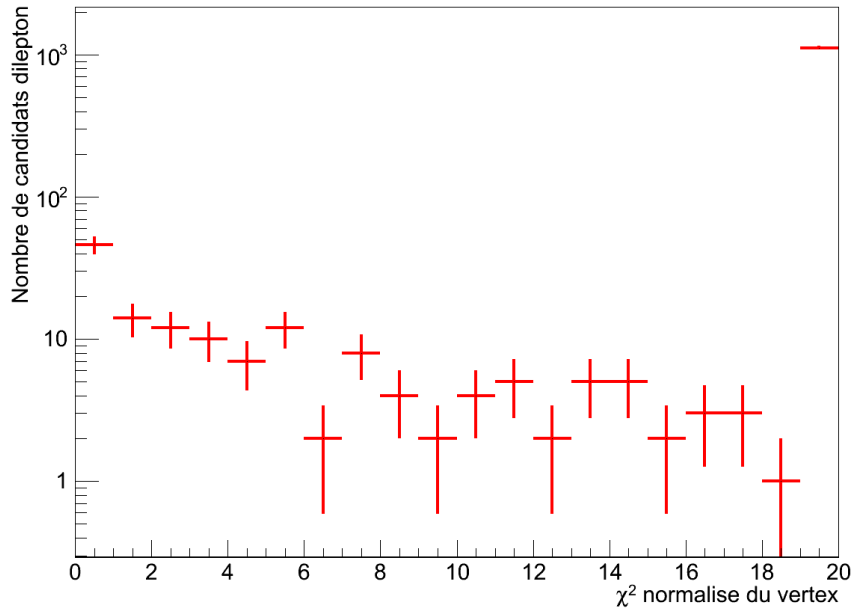
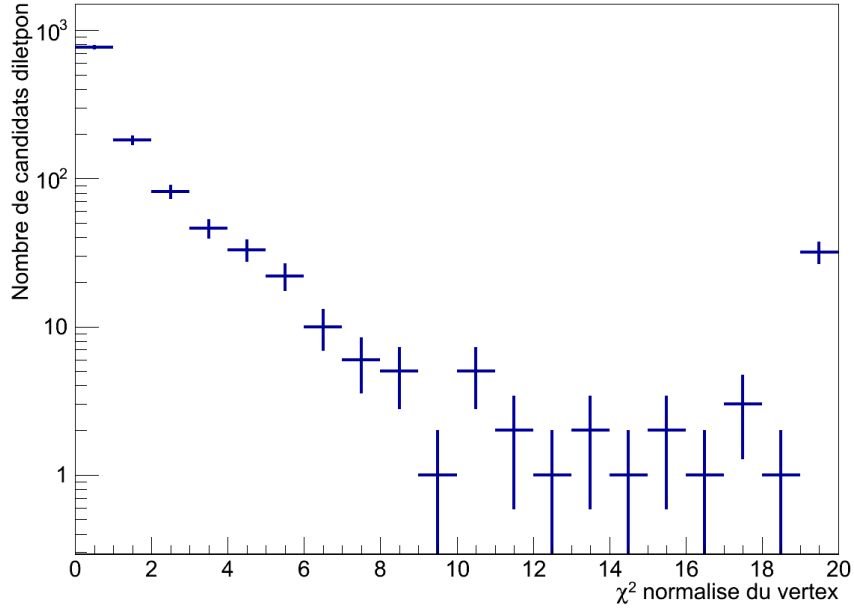


FIGURE 6.11 – Distribution en  $\chi^2$  normalisé pour des candidats dilepton reconstruits à partir des événements de signal ( $M_{\tilde{q}} = 1000\text{GeV}$ ,  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 148\text{GeV}$ ) et ayant passé les coupures sur l'isolation et la variable  $|d_0|/\sigma_d$ . En haut, la distribution obtenue à partir de candidats pour lesquels les deux leptons ont pu être associés avec deux leptons générés issus de la désintégration du même neutralino. En bas, cette même distribution pour des candidats dont les deux leptons ne proviennent pas du même neutralino. La dernière entrée de l'histogramme correspond à la somme de l'ensemble des candidats dont le  $\chi^2$  normalisé est au delà des limites du graphique.

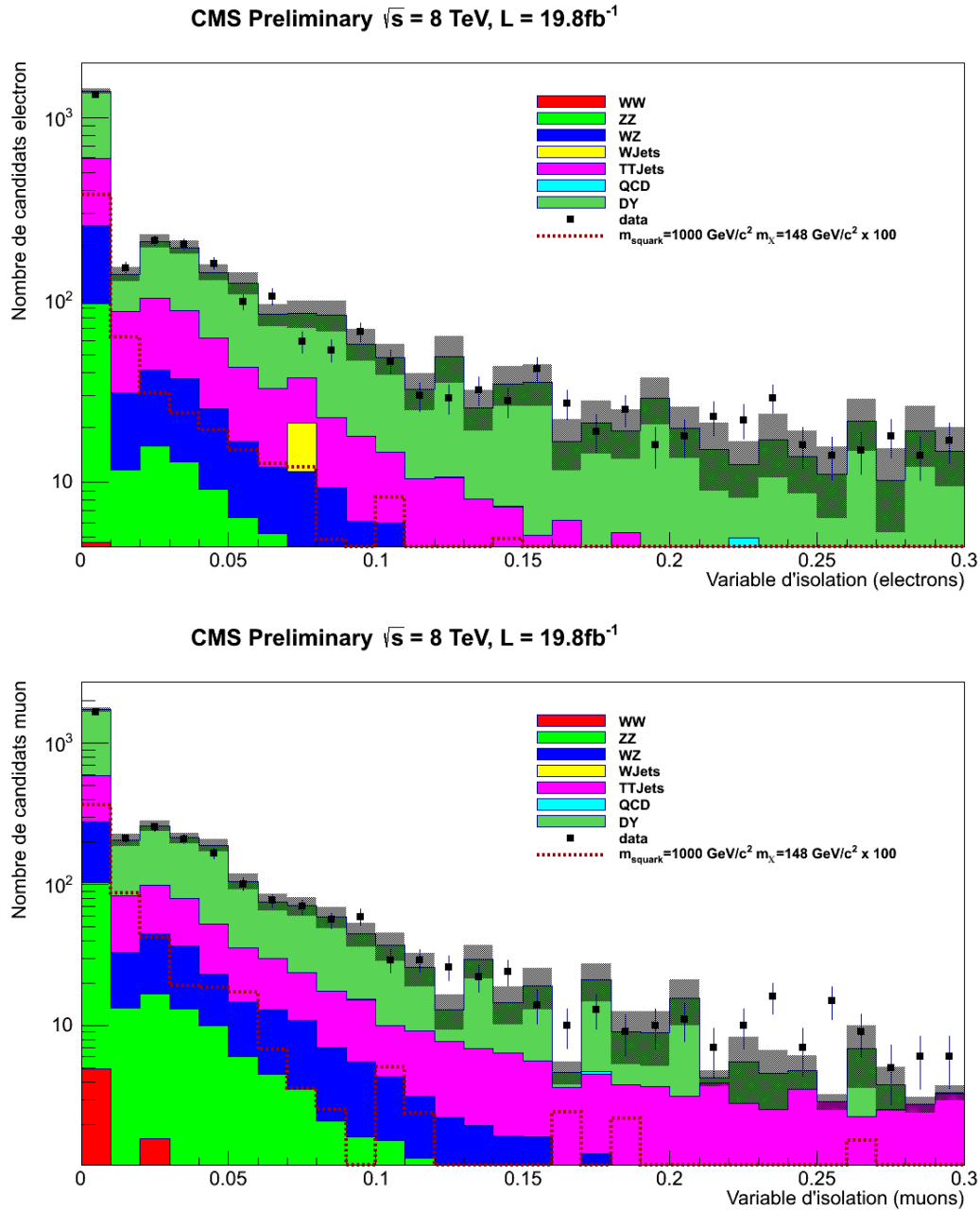


FIGURE 6.12 – Distributions de la variable d’isolation (dont le calcul est présenté dans le texte) pour les électrons (en haut) et les muons (en bas) pour des candidats ayant satisfait à l’ensemble des autres coupures, hormis  $|d_0|/\sigma_d$ . Pour une meilleure lisibilité, le signal ( $M_{\tilde{q}} = 1000\text{GeV}$ ,  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 148\text{GeV}$ ) est repondéré d’un facteur 100.



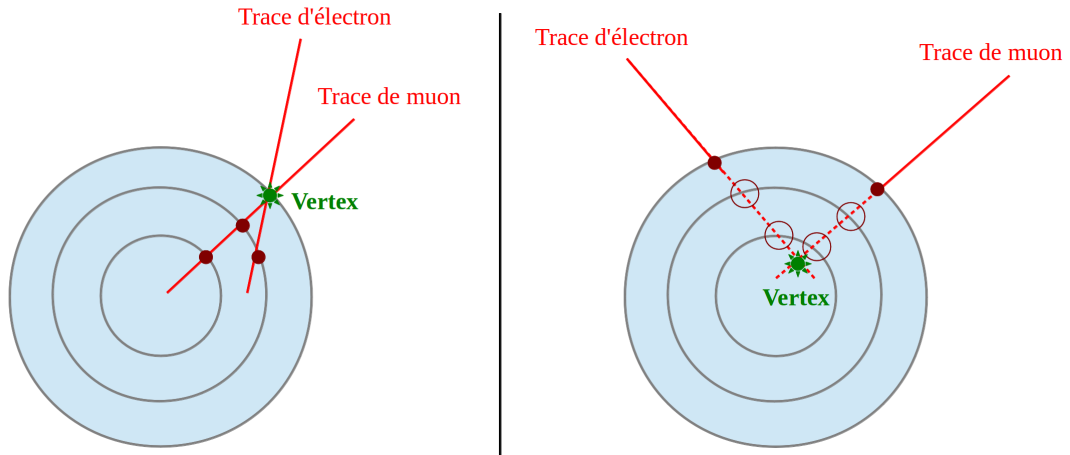


FIGURE 6.13 – Illustration de l'intérêt d'appliquer des coupures sur le nombre de coups reconstruits avant le vertex (à gauche), et le nombre de coups manquant après le vertex (à droite). Dans les deux cas présentés ici, le candidat ne passe pas le critère de sélection.

angle sera inférieure à  $\pi/2$ . Pour le bruit de fond en revanche, où les électrons et les muons ne proviennent pas de la même particule,  $\Delta\Phi$  est aléatoirement distribué, et symétrique de part et d'autre de  $\Delta\Phi = \pi/2$ . Cette variable peut donc être utilisée pour sélectionner notre signal, en imposant  $\Delta\Phi < \pi/2$ , et permet en outre de définir une région de contrôle exclusivement peuplée de bruit de fond, à partir des candidats vérifiant  $\Delta\Phi > \pi/2$ . La distribution en  $\Delta\Phi$  pour les candidats ayant satisfait à l'ensemble des autres coupures hormis  $|d_0|/\sigma_d$  est présentée dans la figure 6.15.

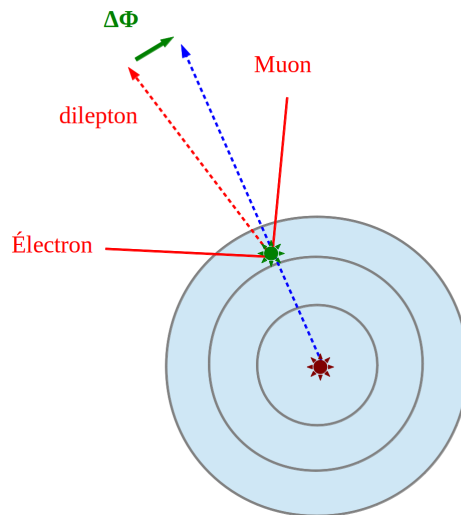


FIGURE 6.14 – Illustration de la définition de la variable  $\Delta\Phi$  pour un candidat dilepton.

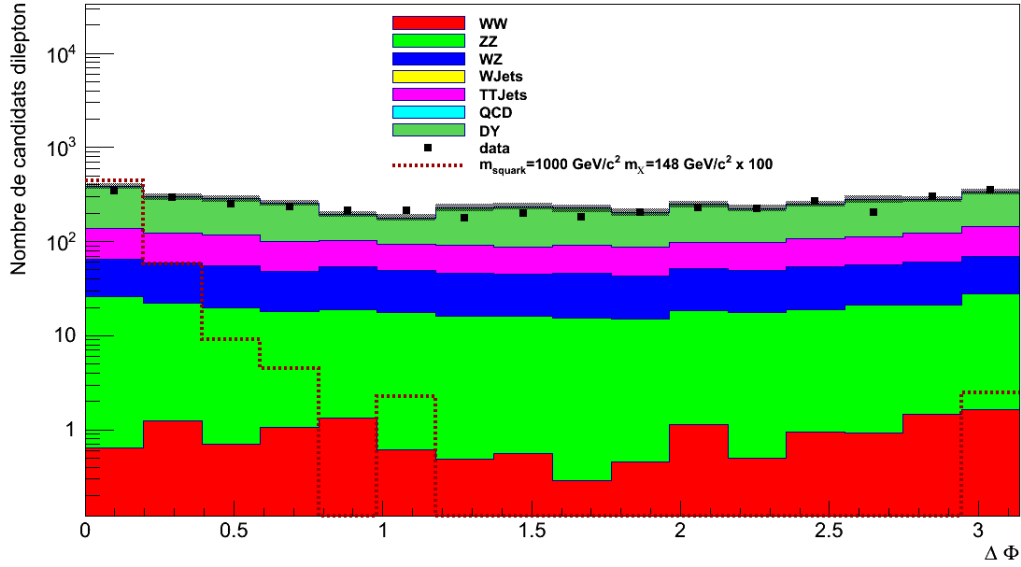


FIGURE 6.15 – Distribution en  $\Delta\Phi$  (dont la définition est donnée dans le texte) pour des candidats reconstruits dans les événements ayant satisfait à l’ensemble des autres coupures, hormi  $|d_0|/\sigma_d$ . Pour une meilleur lisibilité, le signal ( $M_{\tilde{q}} = 1000\text{GeV}$ ,  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 148\text{GeV}$ ) est repondéré d’un facteur 100.

Enfin, une dernière coupure est appliquée afin de sélectionner, parmi les candidats reconstruits, ceux issus de la désintégration d’une particule à long temps de vie. La signifiante du paramètre d’impact transverse calculée par rapport au vertex primaire,  $|d_0|/\sigma_d$ , est utilisée. Elle doit être supérieure à 5 pour les deux leptons. La valeur de cette coupure est choisie de façon à ce que le nombre d’événements de bruit de fond Monte-Carlo sélectionnés soit inférieur à 1, tout en conservant la meilleure efficacité possible sur les 4 échantillons de signal. Afin d’obtenir un paramètre d’impact fiable, il est nécessaire que la position du vertex primaire soit estimée avec précision. Or, lors de l’estimation de la position de ce vertex primaire (Annexe A), toutes les traces vérifiant  $|d_0|/\sigma_d < 3$  sont prises en compte. Ainsi, si une trace déplacée est utilisée dans l’algorithme de reconstruction, elle va introduire un biais : la position du vertex reconstruit sera décalé en direction de cette trace. Du point de vue de la trace, le résultat est un biais sur le paramètre d’impact, qui se trouve minimisé, puisque le vertex est reconstruit plus proche de la trace. Afin de se prémunir de cet effet dans notre analyse, la position du vertex primaire est réajustée. Si la trace d’un lepton composant le candidat a été prise en compte dans la reconstruction initiale, elle est retirée de la collection des traces associées au vertex primaire, puis un nouvel ajustement est effectué. Si les deux traces ont été prises en compte, les deux sont retirées. Cette procédure n’est cependant pas effectuée dans le cas où le nombre de traces restante après le retrait est inférieur à 4, afin de ne pas impacter l’efficacité de reconstruction du vertex primaire. Les distributions obtenues pour les candidats ayant satisfait à l’ensemble des autres coupures sont montrées dans la figure 6.16, respectivement avant et après réajustement du vertex. Pour chaque graphique, seul

le lepton présentant le plus petit  $|d_0|/\sigma_d$  est utilisé. Ainsi qu'attendu, la distribution avant réajustement aboutit à des valeurs de  $|d_0|/\sigma_d$  minimisée.

### 6.4.3 Efficacités de sélection

Le nombre de candidats subsistant après application des différentes coupures est présenté dans le tableau 6.12, pour les 4 échantillons de signal, le bruit de fond Monte-Carlo, et les données. Les efficacités de sélection en fonction de la longueur de désintégration transverse  $L_{xy}$ , et en fonction de la variable  $ct$ , sont présentées pour les 4 échantillons de signal respectivement dans les figures 6.17 et 6.18. Ces graphiques sont obtenus à l'aide du rapport entre deux distributions : la distribution en  $L_{xy}$  ou  $ct$  des neutralinos générés se désintégrant en  $e^\pm \mu^\mp \nu_{e/\mu}$ , et cette même distribution, mais en ne prenant en compte que les neutralino ayant pu être associés à un candidats dilepton reconstruit et sélectionné.

On observe une baisse de l'efficacité de sélection avec la longueur de désintégration et le temps de vie, due à la perte d'efficacité de reconstruction des traces dans le trajectographe, discutée au chapitre 3. De plus, on observe que l'efficacité de sélection est meilleure pour les scénarii de plus hautes masses, ce qui reflète une nouvelle fois l'effet des seuils en impulsion transverse des *trigger*.

Pour la figure 6.18, il est important de garder à l'esprit que l'échantillon pour lequel la masse du squark est de 1000 GeV a un  $c\tau$  de 6 cm tandis que les autres échantillons ont un  $c\tau$  de l'ordre de 16 cm.

Le calcul de limites, décrit dans la section 6.7, est effectué en utilisant non pas le nombre de candidats sélectionnés, mais le nombre d'événements pour lesquels au moins un candidat a pu être sélectionné. Le tableau 6.13 récapitule l'ensemble de la sélection.

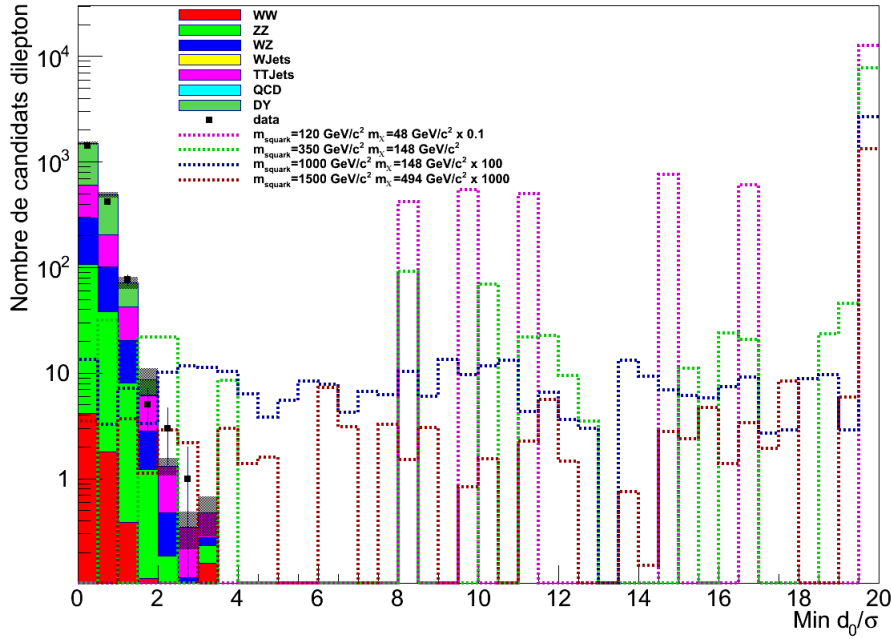
## 6.5 Estimation du bruit de fond à partir des données

### 6.5.1 Définition d'une région de contrôle

Le nombre d'événements de bruit de fond attendus va pouvoir être estimé en utilisant la région de contrôle définie dans la section précédente par  $\Delta\Phi > \pi/2$ , où  $\Delta\Phi$  est l'angle entre le vecteur reliant les vertex primaires et secondaires, et le moment tridimensionnel du candidat dilepton (obtenu en sommant les quadri-vecteurs énergie-impulsion de l'électron et du muon). On lui oppose une région de signal définie par  $\Delta\Phi < \pi/2$ . Cette méthode est reprise de l'analyse recherchant des paires d'électrons ou de muons déplacées [81].

Cette région de contrôle est presque exclusivement peuplée d'événements de bruit de fond. De plus, elle est symétrique, en terme de nombre de candidats, par rapport à  $\Delta\Phi = \pi/2$ , ainsi qu'observé dans la figure 6.15. Dans le cas d'événements contenant une paire de boson  $Z^0$  se désintégrant respectivement en deux électrons et deux muons, il est possible qu'un électron et un muon isolés et non déplacés soient associés et forment un candidat. Le déplacement du vertex secondaire est alors factice, et est uniquement dû aux résolutions des traces reconstruites. Sa position par rapport au vertex primaire est distribuée de manière aléatoire. Dans le cas d'un événement où un processus de ce type produit une paire de leptons  $\tau$  se désintégrant respectivement en un électron et un

CMS Preliminary  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ ,  $L = 19.8\text{fb}^{-1}$



CMS Preliminary  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ ,  $L = 19.8\text{fb}^{-1}$

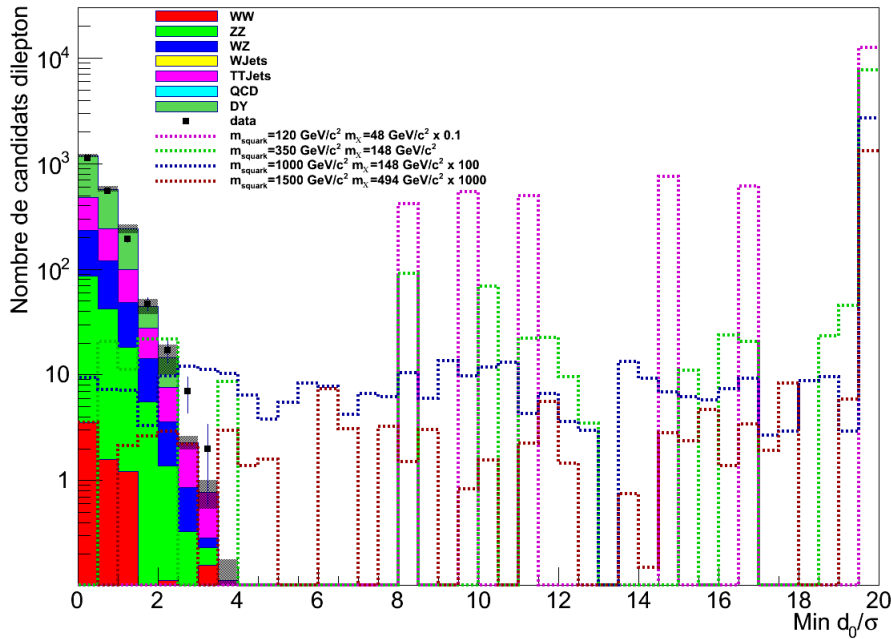


FIGURE 6.16 – Distributions en  $|d_0|/\sigma_d$  pour les candidats ayant passé l'ensemble des autres coupures, dans les événements de données, de bruit de fond Monte-Carlo, et les 4 échantillons de signal. Pour chaque candidat, seul le lepton dont le  $|d_0|/\sigma_d$  est le plus petit est utilisé pour ce graphique. En haut, la distribution obtenue sans réajustement de la position du vertex, décrit dans le texte. En bas, cette même distribution après réajustement. La dernière entrée de l'histogramme correspond à la somme de l'ensemble des candidats dont le  $|d_0|/\sigma_d$  minimum est au delà des limites du graphique.

Critères de sélection	Signal ( $M_S / M_{\chi^0}$ ) [GeV]				Bruit de fond MC	Données 2012
	(120 / 48)	(350 / 148)	(1000 / 148)	(1500 / 494)		
Nombre de neutrinos en $e\mu\nu$	$5.08e+07 \pm 0.05e+07$	$1.95e+05 \pm 0.02e+05$	$275 \pm 3$	$13.1 \pm 0.1$	-	-
Electron & Muon Identification	$6.33e+05 \pm 0.60e+05$	$3.20e+04 \pm 0.08e+04$	$105 \pm 2$	$5.34 \pm 0.09$	$9.28e+03 \pm 0.38e+03$	$1.03e+04 \pm 0.01e+04$
Vertex commun reconstruit	$6.14e+05 \pm 0.59e+05$	$3.10e+04 \pm 0.08e+04$	$104 \pm 2$	$5.17 \pm 0.09$	$9.28e+03 \pm 0.38e+03$	$1.04e+04 \pm 0.01e+04$
Vertex $\chi^2 < 8$	$2.48e+05 \pm 0.37e+05$	$1.21e+04 \pm 0.05e+04$	$42.7 \pm 1.2$	$1.99 \pm 0.06$	$7.74e+03 \pm 0.22e+03$	$8.37e+03 \pm 0.09e+03$
Isolation des leptons	$1.77e+05 \pm 0.31e+05$	$9.64e+03 \pm 0.46e+03$	$35.0 \pm 1.1$	$1.69 \pm 0.05$	$4.40e+03 \pm 0.10e+03$	$4.39e+03 \pm 0.07e+03$
Coups avant le vertex $< 2$	$1.71e+05 \pm 0.31e+05$	$9.54e+03 \pm 0.46e+03$	$34.8 \pm 1.0$	$1.69 \pm 0.05$	$4.40e+03 \pm 0.10e+03$	$4.39e+03 \pm 0.07e+03$
Coups manquant après le vertex $< 3$	$1.54e+05 \pm 0.29e+05$	$8.22e+03 \pm 0.46e+03$	$29.8 \pm 1.0$	$1.45 \pm 0.05$	$4.13e+03 \pm 0.08e+03$	$3.99e+03 \pm 0.06e+03$
$\Delta\Phi < \pi/2$	$1.54e+05 \pm 0.29e+05$	$8.15e+03 \pm 0.42e+03$	$29.7 \pm 1.0$	$1.41 \pm 0.05$	$2.07e+03 \pm 0.06e+03$	$1.99e+03 \pm 0.04e+03$
$ d_0 /\sigma_d > 5$	$1.54e+05 \pm 0.29e+05$	$8.06e+03 \pm 0.42e+03$	$28.8 \pm 1.0$	$1.39 \pm 0.05$	$0.08 \pm 0.06$	0

TABLE 6.12 – Évolution du nombre de candidats dilepton après application des différents critères de sélection. La luminosité intégrée est  $19.8 \text{ fb}^{-1}$ .

Critères de sélection	Signal ( $M_s / M_{\tilde{\chi}^0}$ ) [GeV]			Bruit de fond MC	Données 2012
	(120 / 48)	(350 / 148)	(1000 / 148)		
Nombre d'événements initial	$3.82e+07 \pm 0.05e+07$	$1.45e+05 \pm 0.02e+05$	$205 \pm 3$	$6.41e+07 \pm 0.02e+07$	$2.37e+07 \pm 0.00e+07$
Trigger dimuon ou dimuon déclenché	$9.63e+06 \pm 0.24e+06$	$1.13e+05 \pm 0.02e+05$	$178 \pm 2$	$1.80e+07 \pm 0.01e+07$	$2.09e+07 \pm 0.00$
Présence de 2 traces associés au trigger	$2.59e+06 \pm 0.12e+06$	$5.92e+04 \pm 0.11e+04$	$144 \pm 2$	$1.04e+07 \pm 0.00e+07$	$1.06e+07 \pm 0.00e+07$
Au moins 1 électron identifié	$1.32e+06 \pm 0.09e+06$	$3.87e+04 \pm 0.09e+04$	$112 \pm 2$	$3.10e+06 \pm 0.02e+06$	$3.02e+06 \pm 0.00e+06$
Au moins 1 muon identifié	$4.70e+05 \pm 0.52e+05$	$2.34e+04 \pm 0.07e+04$	$76.0 \pm 1.6$	$7.57e+03 \pm 0.32e+03$	$8.78e+03 \pm 0.09e+03$
Vertex $\chi^2 < 8$	$2.33e+05 \pm 0.36e+05$	$1.11e+04 \pm 0.05e+04$	$37.5 \pm 1.1$	$6.21e+03 \pm 0.22e+03$	$6.82e+03 \pm 0.08e+03$
Isolation des leptons	$1.71e+05 \pm 0.31e+05$	$9.08e+03 \pm 0.45e+03$	$32.5 \pm 1.0$	$3.89e+03 \pm 0.09e+03$	$3.95e+03 \pm 0.06e+03$
Coups avant le vertex $< 2$	$1.65e+05 \pm 0.30e+05$	$8.99e+03 \pm 0.44e+03$	$32.3 \pm 1.0$	$3.89e+03 \pm 0.09e+03$	$3.95e+03 \pm 0.06e+03$
Coups après le vertex $< 3$	$1.54e+05 \pm 0.29e+05$	$8.02e+03 \pm 0.42e+03$	$28.9 \pm 0.9$	$3.70e+03 \pm 0.08e+03$	$3.67e+03 \pm 0.06e+03$
$\Delta\phi < \pi/2$	$1.54e+05 \pm 0.29e+05$	$7.95e+03 \pm 0.42e+03$	$28.8 \pm 0.9$	$1.86e+03 \pm 0.06e+03$	$1.84e+03 \pm 0.04e+03$
$ d_0 /\sigma_d > 5$	$1.54e+05 \pm 0.29e+05$	$7.86e+03 \pm 0.42e+03$	$27.9 \pm 0.9$	$0.08 \pm 0.06$	0

TABLE 6.13 – Évolution du nombre d'événements comptant au moins 1 candidats dilepton, après application des différents critères de sélection. La luminosité intégrée est  $19.8 \text{ fb}^{-1}$ .

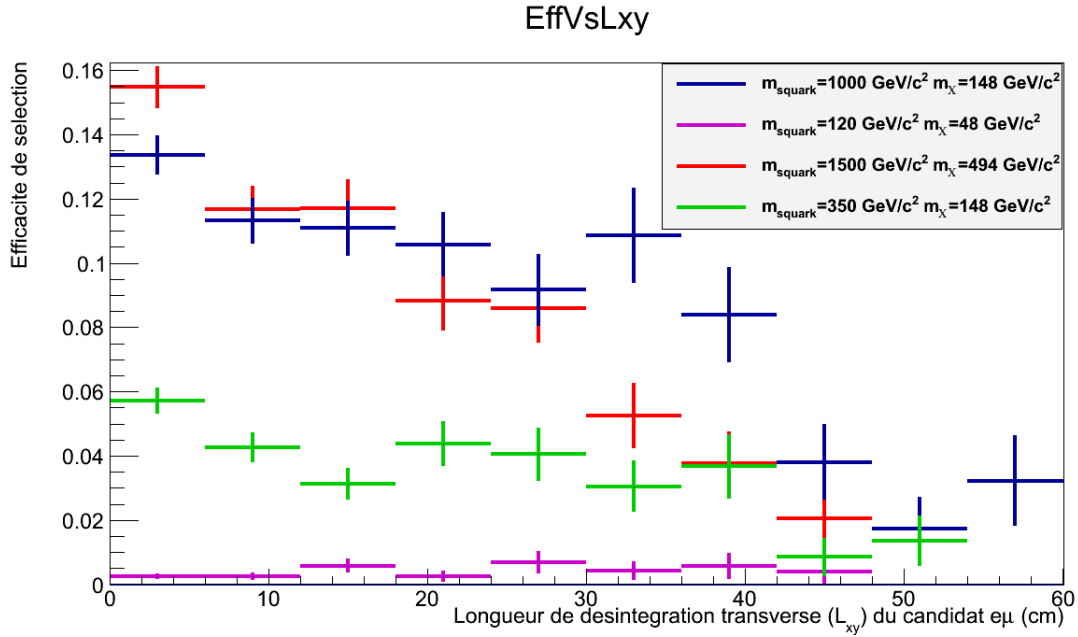


FIGURE 6.17 – Efficacité de sélection des candidats dilepton pour les différents signaux, en fonction de la longueur de désintégration transverse  $L_{xy}$ .

muon, il est possible d’obtenir un candidat composé d’un électron et d’un muon isolés et déplacés. Cependant, le vertex reconstruit à l’aide de ces deux leptons n’a alors pas de réalité physique, et il n’existe pas de corrélation entre sa position et le moment tridimensionnel du candidat dilepton. Ainsi, pour les événements de bruit de fond, on s’attend à observer un nombre équivalent de candidats reconstruits dans la région de contrôle, et dans la région de signal.

Il est par conséquent possible de tirer profit de cette propriété en définissant le niveau de bruit de fond attendu comme la quantité d’événements pour lesquels au moins un candidat a satisfait à l’intégralité des critères de sélection, hormi le critère  $\Delta\Phi < \pi/2$ . Pour les données 2012 utilisées, aucun candidat appartenant à la région de contrôle n’a été sélectionné. En revanche, un faible nombre de candidats sélectionnés dans les événements de signal appartiennent à cette région. Pour chaque échantillon, ils représentent moins de 3% du nombre de candidats sélectionnés appartenant à la région de signal. Cette information sera utilisée lors du calcul de limites décrit dans la section 6.7.

### 6.5.2 Incertitudes systématiques sur le bruit de fond

Que ce soit pour les événements Monte-Carlo de simulation de bruit de fond, ou pour les données, la coupure en  $\Delta\Phi$  appliquée lors de la sélection rejette 50% ( $\pm 0.3\%$ ) des événements, ce qui plaide en faveur de la méthode utilisée.

Cependant, afin de s’assurer de la pertinence de notre estimation de bruit de fond, on compare les distributions en  $|d_0|/\sigma_d$  dans les régions de contrôle et de signal. Il s’agit en particulier de s’assurer que la dernière coupure appliquée sur la signifiante du paramètre

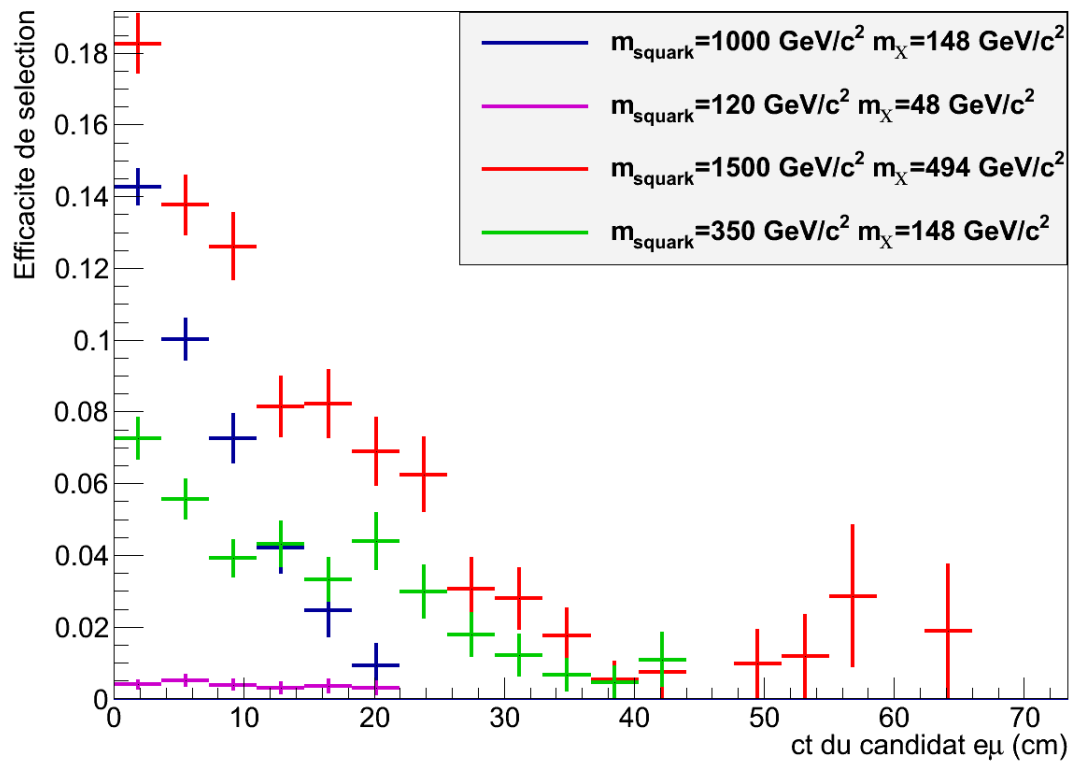


FIGURE 6.18 – Efficacité de sélection des candidats dilepton pour les différents signaux, en fonction de la variable  $ct$ , où  $t$  est le temps de vie du neutralino dans son référentiel propre.



d'impact transverse n'introduit pas de biais dans notre estimation de bruit de fond en favorisant l'une ou l'autre de ces deux régions.

Bien entendu, il ne serait pas judicieux de comparer ces distribution dans des régions riches en signal, c'est à dire pour des valeurs élevées de  $|d_0|/\sigma_d$ . Cette comparaison peut cependant être effectuée pour les basses valeur, pour lesquelles le bruit de fond domine. En outre, l'estimation de bruit de fond étant obtenue en comptant le nombre d'événements contenant un candidat dilepton dont les  $|d_0|/\sigma_d$  sont au dessus d'un certain seuil, le choix le plus pertinent consiste à comparer des distributions cumulatives. Ces distributions sont construites de la façon suivante : en abscisse, des valeurs de  $|d_0|/\sigma_d$ , en ordonnée, le nombre de candidats dont le  $|d_0|/\sigma_d$  minimum est au dessus de cette valeur, et en dessous de la valeur de la coupure utilisée dans la sélection, à savoir  $|d_0|/\sigma_d = 5$ . Ces distributions sont présentées dans la figure 6.19.

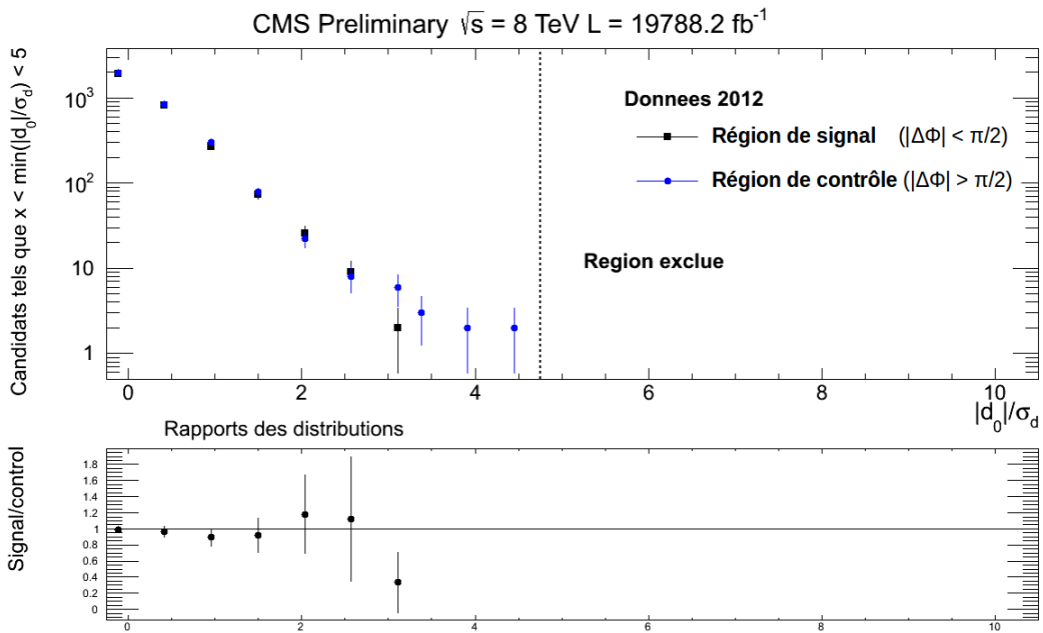


FIGURE 6.19 – Comparaison des distributions cumulatives en  $|d_0|/\sigma_d$  dans les régions de signal et de bruit de fond. Le nombre d'entrées dans chaque intervalle de l'histogramme correspond au nombre de candidats dont les deux leptons ont un  $|d_0|/\sigma_d$  plus grand que la valeur données en abscisse, mais plus petit que 5 (valeur de la coupure appliquée dans la sélection).

Les rapports de ces deux distributions vont permettre de déterminer une incertitude systématique sur l'estimation de bruit de fond. Ils sont détaillés dans le tableau 6.14. De façon à obtenir une estimation rigoureuse de cette incertitude, il conviendrait d'ajuster à l'aide d'une droite l'ensemble des points de la partie inférieure de la figure 6.19, et de propager cette droite à la région sélectionnée dans l'analyse ( $|d_0|/\sigma_d > 5$ ).

On procède ici de manière simplifiée, en dérivant l'incertitude systématique à partir de l'écart maximum à l'unité, pour l'ensemble de ces rapports. L'incertitude relative sur le dernier rapport calculé ( $|d_0|/\sigma_d > 3.0$ ) étant supérieure à 100%, ce dernier point n'est

Seuil en $ d_0 /\sigma_d$	Rapport des distributions
0.000	$0.99 \pm 0.04$
0.500	$0.96 \pm 0.07$
1.000	$0.89 \pm 0.11$
1.500	$0.92 \pm 0.21$
2.000	$1.18 \pm 0.48$
2.500	$1.12 \pm 0.77$
3.000	$0.33 \pm 0.37$

TABLE 6.14 – Valeurs numériques des rapports entre les distributions cumulatives  $|d_0|/\sigma_d$  obtenues dans les régions de signal et de contrôle, pour les différents seuils utilisés.

pas jugé fiable et n'est donc pas pris en compte. Nous considérerons ainsi que le bruit de fond de cette analyse est estimée avec une incertitude systématique de 18%.

## 6.6 Incertitudes systématiques sur le signal

Il convient également de déterminer les sources d'incertitudes systématiques sur la reconstruction puis la sélection des événements de signal. Certaines sont liées aux facteurs de repondération appliqués sur les événements de signal simulés, déterminés à partir et de la luminosité intégrée mesurée, et de la distribution du nombre de vertex d'empilement. Les autres incertitudes proviennent de la modélisation de l'efficacité de trajectographie dans la simulation Monte-Carlo, ainsi que de l'efficacité du système de déclenchement. Enfin, la précision sur la simulation de la résolution du paramètre d'impact transverse a également été étudiée.

Les méthodes d'estimation de ces différentes incertitudes sont inspirées de l'analyse recherchant des paires d'électrons ou de muons déplacées [81]. En particulier, les résultats sur l'efficacité de reconstruction d'une paire de traces de muons et sur les efficacités de *trigger* sont directement issus de cette analyse. Les autres estimations présentées résultent de l'application de ces méthode dans le cas spécifique des vertex déplacés formés d'un électron et d'un muon.

### 6.6.1 Luminosité

De façon à harmoniser l'ensemble des analyses, la collaboration CMS établie une estimation de l'incertitude systématique sur la luminosité intégrée. Pour les données utilisées dans cette thèse, cette incertitude est de 2.6% [88].

## 6.6.2 Événements d'empilement

Ainsi qu'expliqué dans la section 6.1.2, les événements Monte-Carlo sont repondérés en fonction du nombre de vertex d'empilement, de façon à ce que la distribution en nombre de vertex par événement soit fidèle à celle observée dans les données. Les distributions du nombre de vertex d'empilement après cette procédure de repondération sont présentées dans la figure 6.20, respectivement pour des événements ayant déclenché les *triggers Dimuon* et *Diphoton*. On ne s'attend pas à trouver de différences significatives entre ces deux distributions.

Dans les données, le nombre de vertex d'interaction par événement est calculé à l'aide de la luminosité mesurée à chaque croisement de paquets [89], multipliée par la section efficace moyenne d'interaction inélastique. Ces deux variables sont sources d'incertitudes systématiques. En 2012, le nombre d'interaction dans un événement est estimée avec une incertitude de 3.9%.

Afin de permettre la prise en compte de cette incertitude dans les analyses de physique, un code informatique commun à l'ensemble de la collaboration CMS permet la production, à partir de la distribution estimée du nombre de vertex d'empilement dans les données, deux distributions annexes, dont les moyennes sont respectivement inférieure et supérieure de 5% à celle de la distribution initiale.

La procédure décrite en 6.1.2 est ensuite appliquée, en utilisant séparément chacune de ces nouvelles distributions comme référence. Des facteurs de repondération différents sont donc obtenus. La variation observée dans le nombre de candidats sélectionnés dans les événements de signal est inférieure à 2% pour toutes les combinaisons de masse utilisées. Ce chiffre sera donc utilisé pour caractériser cette source d'incertitude systématique.

## 6.6.3 Efficacité de trajectographie

La précision avec laquelle la simulation Monte-Carlo du détecteur CMS modélise la reconstruction des traces déplacées a été étudiée afin d'en extraire une incertitude systématique sur l'efficacité de sélection du signal. Les résultats présentés dans ces deux premiers paragraphes de cette section sont tirés de l'étude réalisée pour l'analyse recherchant les désintégrations d'un neutralino en deux muons ou deux électrons [81].

Les muons issus de rayons cosmiques constituent la seule source abondante de traces déplacées dans les données. Ces données vont dans un premier temps être comparées à des simulations Monte-Carlo de muons cosmiques. Des différences d'efficacités de reconstruction de trace, en fonction des paramètres d'impact, vont pouvoir être estimées. Dans l'ensemble de cette section, les paramètres d'impact seront calculés par rapport au centre du détecteur CMS.

Dans un second temps, on estimera, toujours à l'aide de muons cosmiques, la façon dont ces différences d'efficacités évoluent lorsque ces traces sont reconstruites au sein d'événements issus de collisions proton-proton, pour lesquels la densité de coups dans le trajectographe est grande. On obtiendra alors une première incertitude systématique.

L'évaluation de l'incertitude systématique propre à la reconstruction de traces d'électrons déplacées ne peut être réalisée à partir de données, puisqu'il n'existe aucun processus physique connu constituant une source abondante d'électrons déplacés de haute énergie. Elle sera déterminée relativement à celle des muons, ainsi qu'expliqué dans le dernier

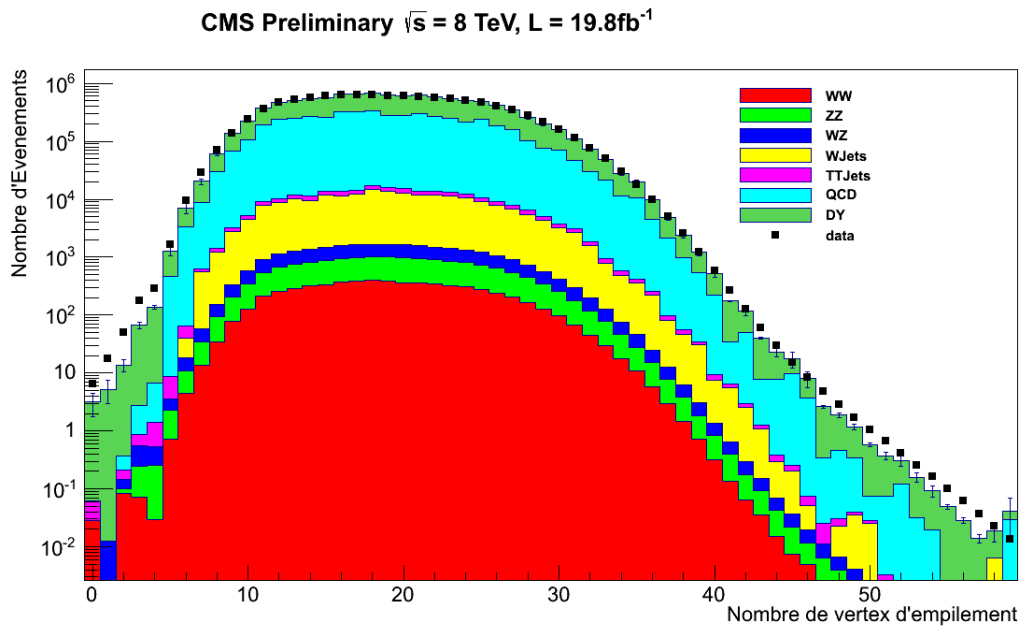
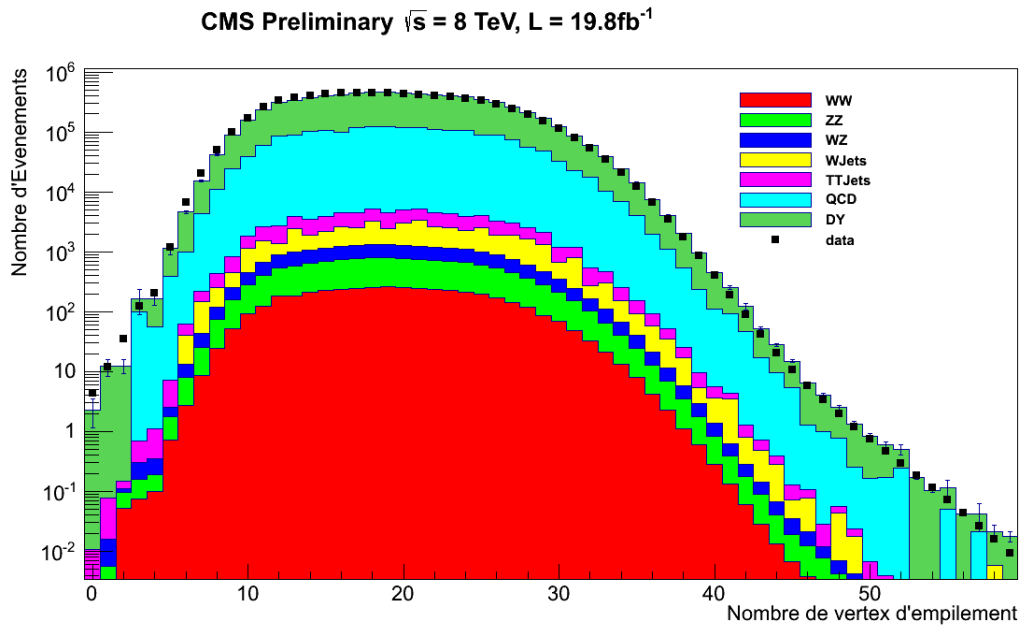


FIGURE 6.20 – Distribution en nombre de vertex d’empilements pour les données 2012 et la simulation Monte-Carlo, après sélection par les *triggers Dimuon* (en haut) et *Diphoton* (en bas), après la procédure de repondération décrite dans le texte. Un bon accord est obtenu entre les données et le Monte-Carlo.

paragraphe de cette section.

## Efficacité estimée à l'aide de muons cosmiques

Les muons issus de rayon cosmiques fournissent un grand nombre de traces déplacées utilisables pour estimer l'efficacité de reconstruction en fonction des paramètres d'impact, à partir des données. On procède en sélectionnant des muons correctement reconstruits dans le spectromètre à muons, puis en quantifiant la proportion de ces muons ayant aboutis à la reconstruction d'une trace dans le trajectographe (et pouvant leur être associée).

En raison notamment de leur utilité dans l'alignement du trajectographe, des prises de données sont régulièrement consacrées aux muons cosmiques. Les données cosmiques employées ici ont été récoltées au cours de l'année 2012, en présence du champ magnétique de CMS, et sont désignés par les noms de *Dataset* suivant :

- /Cosmics/Run2012A-v1/RAW
- /Cosmics/Run2012B-v1/RAW
- /Cosmics/Run2012C-v1/RAW
- /Cosmics/Commissioning12-v1/RAW (*runs* : 186785 à 189146)

Les muons reconstruits dans ces données sont comparés à une production Monte-Carlo de muons cosmiques désignée par le nom de *Dataset* :

- /TKCosmics\_p10/Summer12-COSMC\_5\_3\_PEAC\_pp-v1/GEN-SIM-RECO

À noter que, dans ces événements simulés, seuls les muons de paramètre d'impact  $|d_0| < 80$  cm sont simulés, ce qui constitue une différence avec les données. Ces événements (données et Monte-Carlo), sont des données au format RAW, avant reconstruction, ainsi que décrit dans la section 2.2.8. Une reconstruction appropriée à la présente étude est employée.

La reconstruction des muons est effectuée, à l'aide d'un algorithme utilisant exclusivement les informations du spectromètre à muon (« *CosmicMuons1Leg* », [90]). Lorsqu'un muon cosmique traverse le détecteur CMS de part en part, il produit idéalement deux traces dans le spectromètre, c'est à dire deux *StandAlone Muons*, qui vont être associées par cet algorithme afin de reconstruire une seule et unique trace.

La reconstruction des traces dans le trajectographe utilise les algorithmes de reconstruction standards, décrits en 4.2.2. Idéalement, chaque muon doit également aboutir à la reconstruction de deux traces dans le trajectographe. Pour chaque muon cosmique correctement reconstruit, deux traces seront donc recherchées.

Des critères de qualités sont imposés sur le muon reconstruit à l'aide des deux *StandAlone Muons*. Il doit en particulier vérifier :

- $p_T > 36 \text{ GeV}/c$
- $|\eta| < 2$
- $|d_0| < 50 \text{ cm}$
- Incertitude sur le paramètre d'impact transverse :  $\sigma_d < 1 \text{ cm}$
- Incertitude sur le paramètre d'impact longitudinal :  $\sigma_z < 1 \text{ cm}$

Le critère sur le paramètre d'impact transverse est nécessaire du fait de l'existence de la coupure de 80 cm dans les événements Monte-Carlo, afin que ces derniers soient comparables avec les données. Les coupures sur les incertitudes liées aux paramètres d'impact sont en outre complétées par des coupures sur ces mêmes variables, mais paramétrée en fonction de l'impulsion transverse, et dont les valeurs décroissent à haut  $p_T$ . En outre, il est requis qu'un événement contienne exactement un muon reconstruit à l'aide de l'algorithme *CosmicMuons1Leg*. Les distributions en  $|d_0|$  et  $|z_0|$  obtenues à partir des muons sélectionnés sont présentées dans les figures 6.21 et 6.22 [81].

Au muon ainsi sélectionné, on cherche à associer des traces reconstruites dans le trajectographe, dans un cône  $\Delta R = 1.0$  autour de la trajectoire du muon. Les éventuelles traces compatibles doivent satisfaire aux critères suivant, correspondant à ceux utilisés lors de la sélection du signal supersymétrique :

- $p_T > 26 \text{ GeV}/c$
- $|\eta| < 2$
- $|d_0| < 30 \text{ cm}$
- $|z_0| < 30 \text{ cm}$
- Minimum de 6 coups reconstruits
- Minimum de 2 coups stéréo ou pixel

Les efficacités de reconstruction d'une trace dans le trajectographe déduites de cette association, sont présentées dans les figures 6.23 et 6.24, respectivement en fonction des paramètres d'impact transverse et longitudinal [81]. Le graphique en  $|d_0|$  est obtenu en utilisant uniquement les traces pour lesquels  $|z_0| < 10 \text{ cm}$ , tandis que le graphique en  $|z_0|$  est obtenu en utilisant uniquement les traces pour lesquels  $|d_0| < 4 \text{ cm}$ . On observe que l'efficacité de reconstruction est légèrement surestimée dans les événements Monte-Carlo, par rapport aux données. À chaque subdivision  $i$  de l'histogramme de la figure

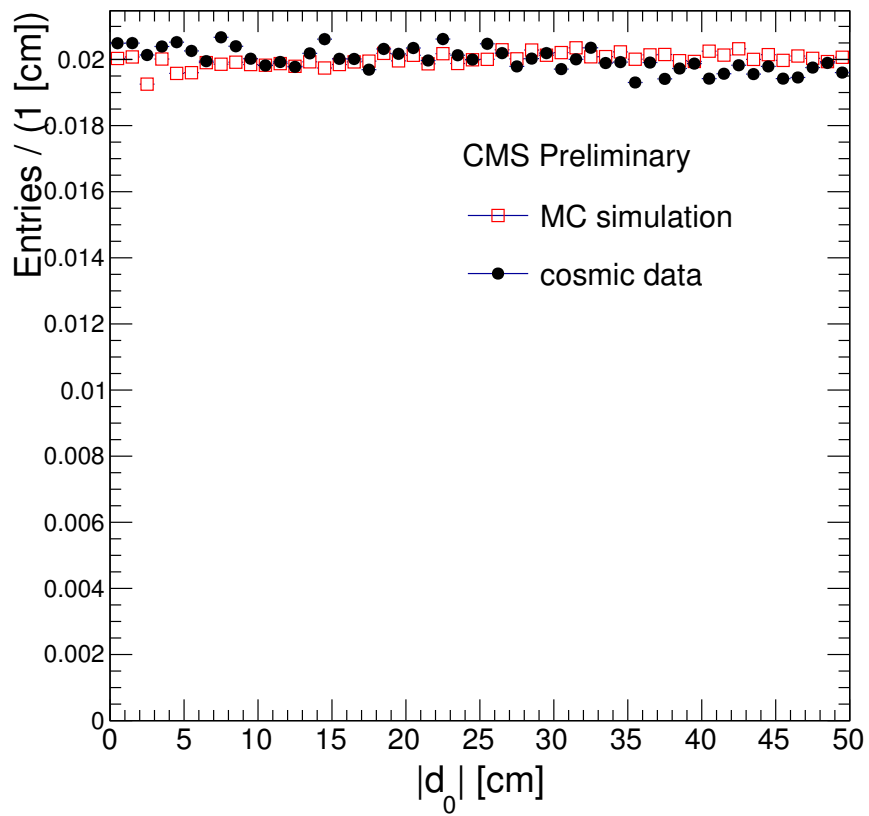


FIGURE 6.21 – Paramètre d’impact transverse  $|d_0|$  des muons reconstruits à l’aide des informations du spectromètre à muons, et ayant passé les critères de sélection définis dans le texte.

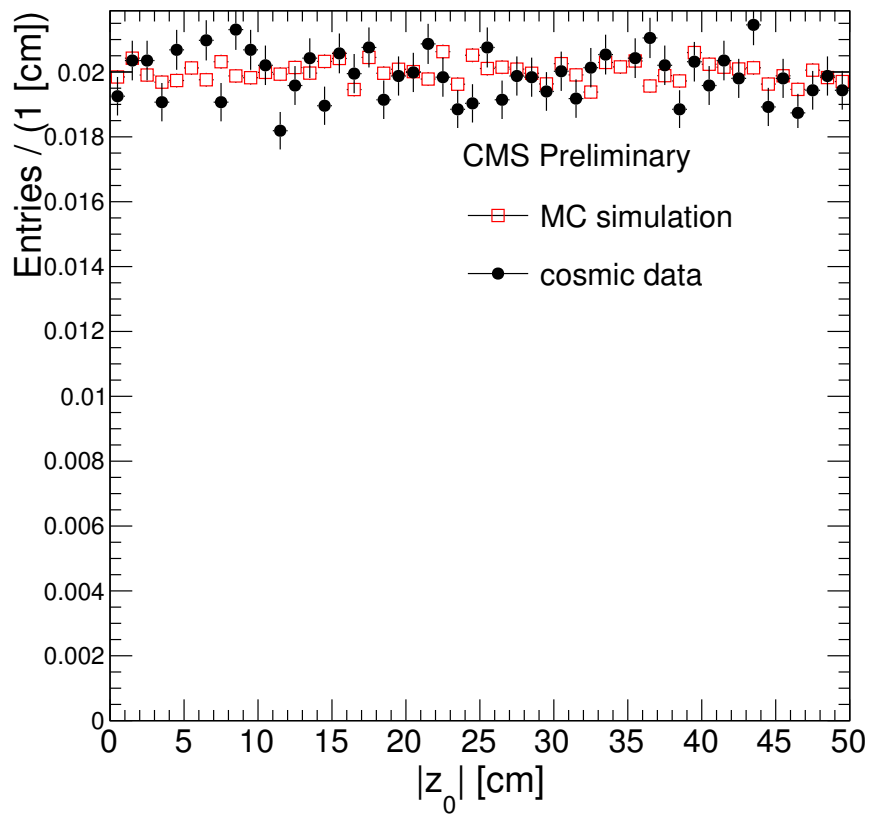


FIGURE 6.22 – Paramètre d’impact longitudinal  $|z_0|$  des muons reconstruits à l’aide des informations du spectromètre à muons, et ayant passé les critères de sélection définis dans le texte.



6.23 correspond une estimation d'efficacité associée à l'intervalle en  $|d_0|$  considéré, pour les données et la simulation. Ces efficacités sont respectivement notées  $\epsilon_{Data}(i)$  et  $\epsilon_{MC}(i)$ .

Cependant, la pertinence de cette procédure se limite à l'estimation de l'efficacité pour des traces isolées, et dans le cas où le trajectographe n'est traversé que par une seule particule. Ce résultat n'est pas suffisant pour estimer une incertitude systématique liée à la reconstruction de traces déplacées dans le cas d'un événement issu d'une collision proton-proton, où l'occupation du trajectographe est grande. Une seconde méthode complémentaire est donc employée.

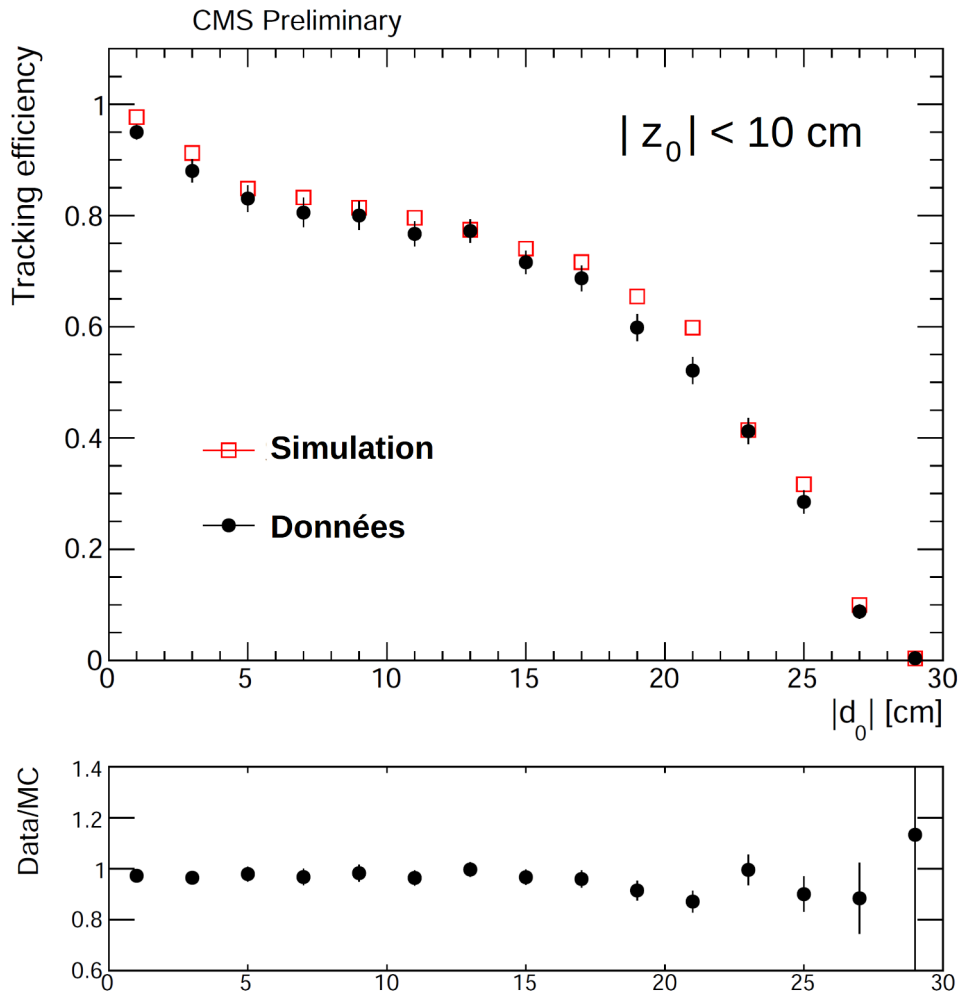


FIGURE 6.23 – Efficacité de reconstruction de trace en fonction du paramètre d'impact transverse dans des événements cosmiques (données et simulation) où un muon a été reconstruit à l'aide du spectromètre à muon. Seuls les muons vérifiant  $|z_0| < 10$  cm sont utilisés. Le rapport entre données et simulation est présenté.

### Inclusion de muons cosmiques dans des événements proton-proton

L'efficacité de reconstruction d'une trace déplacée est susceptible de chuter lorsque le taux d'occupation du trajectographe est élevé, ce qui est le cas pour les événements de

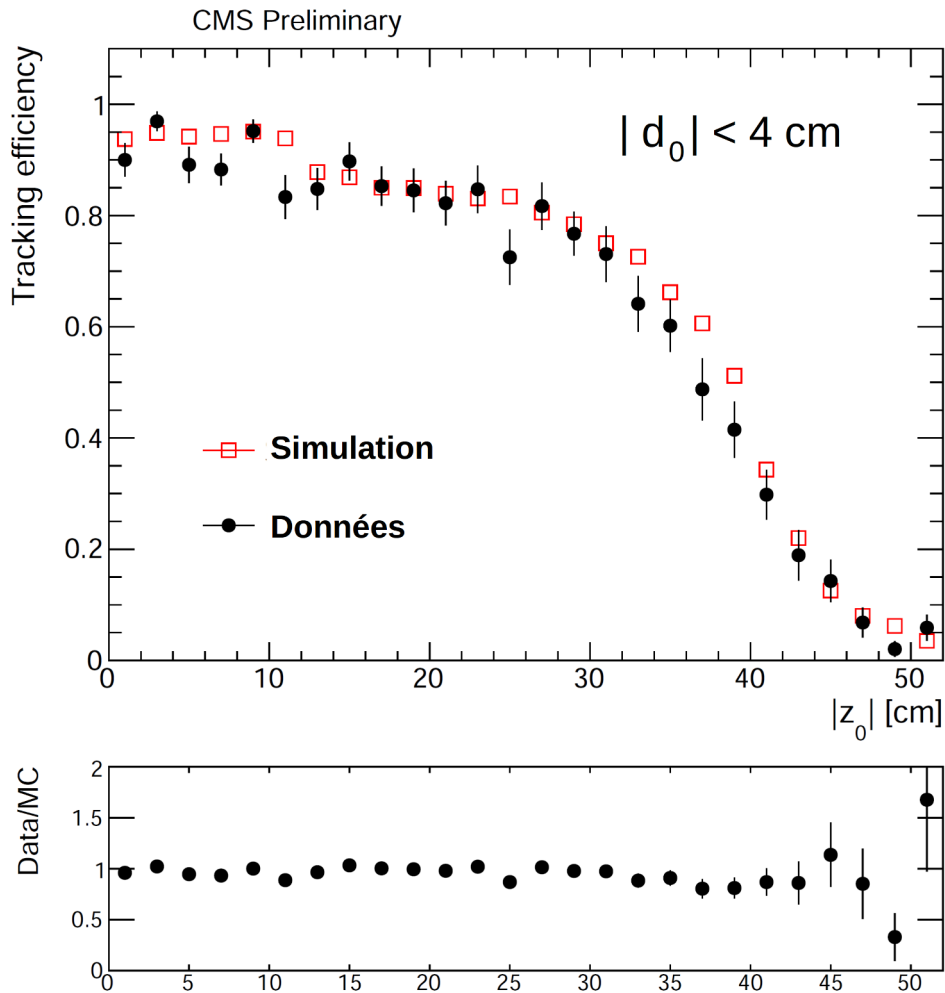


FIGURE 6.24 – Efficacité de reconstruction de trace en fonction du paramètre d’impact longitudinal dans des événements cosmiques (données et simulation) où un muon a été reconstruit à l’aide du spectromètre à muon. Seuls les muons vérifiant  $|d_0| < 4 \text{ cm}$  sont utilisés. Le rapport entre données et simulation est présenté.

signal utilisés dans cet analyse. Il est donc important d'étudier et de comparer la baisse d'efficacité dans les données et la simulation, de façon à prendre en compte les éventuelles différences dans l'estimation de l'incertitude systématique.

Pour ce faire, on utilise les mêmes événements cosmiques (données et Monte-Carlo) que dans le paragraphe précédent. Seuls sont conservés les événements pour lesquels une trace a pu être reconstruite dans le trajectographe et associé au muon reconstruit à l'aide du spectromètre. Ces traces doivent en outre satisfaire à l'ensemble des coupures exposées dans le paragraphe précédent. Les coups reconstruits dans le trajectographe pour ces événements cosmiques sont ensuite inclus au sein d'événements proton-proton (données et Monte-Carlo), et ajouté à la collection des coups déjà existante.

Une nouvelle reconstruction des traces est ensuite effectuée à partir de l'ensemble de ces coups. On mesure alors la proportion de traces issues de muons cosmiques qui demeurent reconstruites au sein de l'événement. Une trace est jugée comme correctement reconstruite si elle partage plus de 75% de coups communs avec la trace d'origine, reconstruite dans l'événement cosmique.

Les événements de données utilisés pour l'inclusion des muons issus des données cosmiques sont tirés du *Dataset*

- /DoubleMu/Run2012A-13Jul2012-v1/

tandis que les événements Monte-Carlo utilisés sont tirés de

- /DyToMuMU\_M-20\_CT10\_TuneZ2star\_v2\_8TeV-powheg-pythia6/Summer12\_DR53X-PU\_S10\_START53\_V7A-v1

Les variations d'efficacité par rapport à celles obtenues pour les événements cosmiques dans le paragraphe précédent sont présentées en fonction de  $|d_0|$  (avec une coupure  $|z_0| < 10$  cm) et  $|z_0|$  (avec une coupure  $|d_0| < 4$  cm) dans les figures 6.25 et 6.26 [81]. Ces graphiques sont à interpréter comme le pourcentage de traces qui demeurent correctement reconstruites après inclusion dans des événements proton-proton. À chaque subdivision  $i$  de l'histogramme de la figure 6.25 correspond une estimation de la perte d'efficacité dans l'intervalle en  $|d_0|$  considéré. Pour les données et la simulation, ces pertes d'efficacité sont respectivement notées  $\epsilon_{DataDrop}(i)$  et  $\epsilon_{MCDrop}(i)$ .

À partir de ces deux résultats, on va pouvoir calculer l'incertitude systématique associée à l'efficacité de reconstruction d'une paire de traces déplacées. Pour deux muons, cette efficacité correspond à l'efficacité de reconstruction du premier muon, multipliée par l'efficacité de reconstruction du second muon. Ces deux efficacités dépendent de la valeurs des paramètres d'impact transverse  $|d_0|$  de chacun des muons, qui ne sont pas nécessairement égaux.

Ainsi, en connaissant les efficacités pour chaque intervalle de  $|d_0|$ , on est capable de calculer, pour les données et la simulation, une efficacité moyenne de reconstruction d'une paires de traces de muons. Cette moyenne doit être pondérée par la distribution en  $|d_0|$  des muons générés dans les événements de signal, montrés dans la figure 6.27 [81]. On

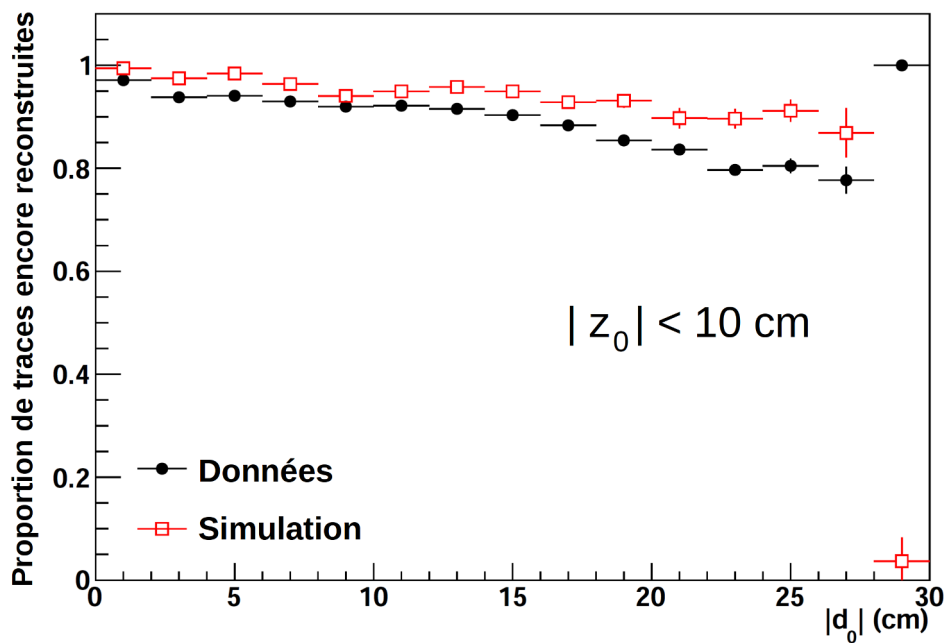


FIGURE 6.25 – Stabilité de l’efficacité de reconstruction d’une trace issue d’un muon cosmique en fonction de  $|d_0|$ , après réalisation d’une nouvelle reconstruction de trace au sein d’un événement de collision proton-proton, où le taux d’occupation du trajectographe est grand. Seuls les muons vérifiant  $|z_0| < 10$  cm sont utilisés.

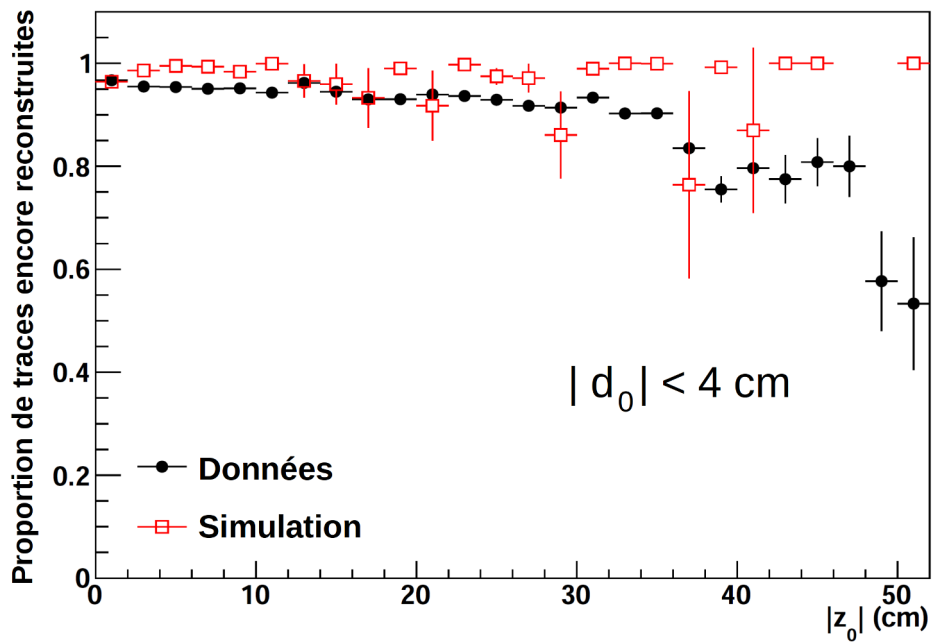


FIGURE 6.26 – Stabilité de l’efficacité de reconstruction d’une trace issue d’un muon cosmique en fonction de  $|z_0|$ , après réalisation d’une nouvelle reconstruction de trace au sein d’un événement de collision proton-proton, où le taux d’occupation du trajectographe est grand. Seuls les muons vérifiant  $|d_0| < 4$  cm sont utilisés.

observe en effet que cette distribution n'est pas homogène. Le rapport des efficacités de reconstruction moyennes pour les données et la simulation constitue l'incertitude systématique :

$$\frac{\langle \epsilon_{Data} \rangle}{\langle \epsilon_{MC} \rangle} = \frac{\sum_i \sum_j g_{signal}(i, j) \cdot \epsilon_{Data}(i) \epsilon_{DataDrop}(i) \cdot \epsilon_{Data}(j) \epsilon_{DataDrop}(j)}{\sum_i \sum_j g_{signal}(i, j) \cdot \epsilon_{MC}(i) \epsilon_{MCDrop}(i) \cdot \epsilon_{MC}(j) \epsilon_{MCDrop}(j)} \quad (6.4)$$

où :

- $i$  et  $j$  sont les subdivisions de l'axe des abscisses dans les graphiques 6.23 et 6.25.
- $\epsilon_{Data}(i)$ ,  $\epsilon_{DataDrop}(i)$ ,  $\epsilon_{MC}(i)$  et  $\epsilon_{MCDrop}(i)$  sont les efficacités associées à la subdivision  $i$  dans les graphiques 6.23 et 6.25, respectivement pour les données et la simulation.
- $g_{signal}(i, j)$  représente, pour un signal Monte-Carlo donné, le nombre de candidats générant deux muons dont les paramètres d'impact  $d_0$  générés appartiennent à la subdivision  $(i, j)$  ainsi qu'illustré, pour les 4 signaux utilisés, dans les graphiques de la figure 6.27.

Les rapports ainsi obtenus sont présentés dans la figure 6.28. La plus petite valeur obtenue, pour l'échantillon  $M_{\bar{q}} = 1500$  et  $M_{\bar{\chi}_1^0} = 494$  GeV, est 0.938. L'écart maximum observé entre données et Monte-Carlo est donc de 6.2%, valeur qui sera donc prise comme estimation de l'incertitude systématique sur l'efficacité de reconstruction d'une paire de traces déplacées.

## Efficacité de reconstruction des traces d'électrons

En raison de l'absence d'une source abondante d'électrons déplacés de haute énergie dans les données prises par CMS, l'estimation de l'incertitude systématique associée à leur efficacité de reconstruction dans le trajectographe ne peut pas être obtenue par simple comparaison entre données et simulation. En partant des résultats obtenus sur l'efficacité de reconstruction de deux traces de muons, nous pouvons cependant obtenir une estimation de l'incertitude systématique dans le cas de notre signal, où l'une de ces traces provient d'un électron.

La seule différence entre les électrons et les muons susceptible d'influencer la reconstruction de trace est le rayonnement de freinage, non négligeable pour les électrons. Dans le trajectographe, ce rayonnement est provoqué par l'interaction de l'électron avec la matière du détecteur. La fraction d'énergie perdue par un électron sous forme de photons rayonnés obéit à une loi de probabilité qui dépend son énergie et de la quantité de matière traversée. Dans la simulation du détecteur CMS, cette quantité de matière est modélisée avec une incertitude  $\Delta^{mat} < 10\%$  [91].

Si, pour des électrons et des muons de mêmes énergies, on définit le paramètre  $\alpha$

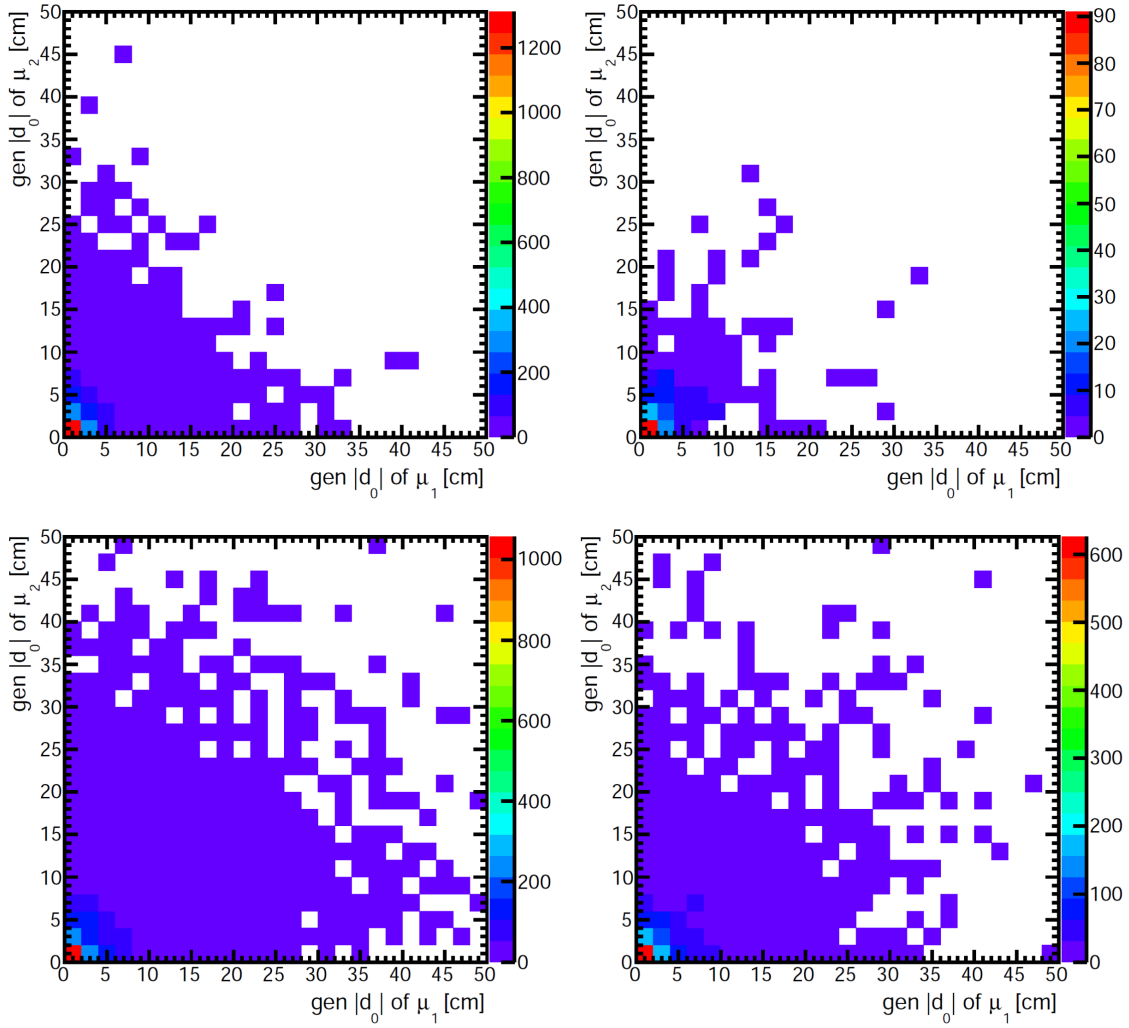


FIGURE 6.27 – Distributions en  $|d_0|$  des paires de muons issus de la désintégration d'un même neutralino, après application de coupures d'acceptance :  $|\eta| < 2$  et  $p_T < 26$  GeV.

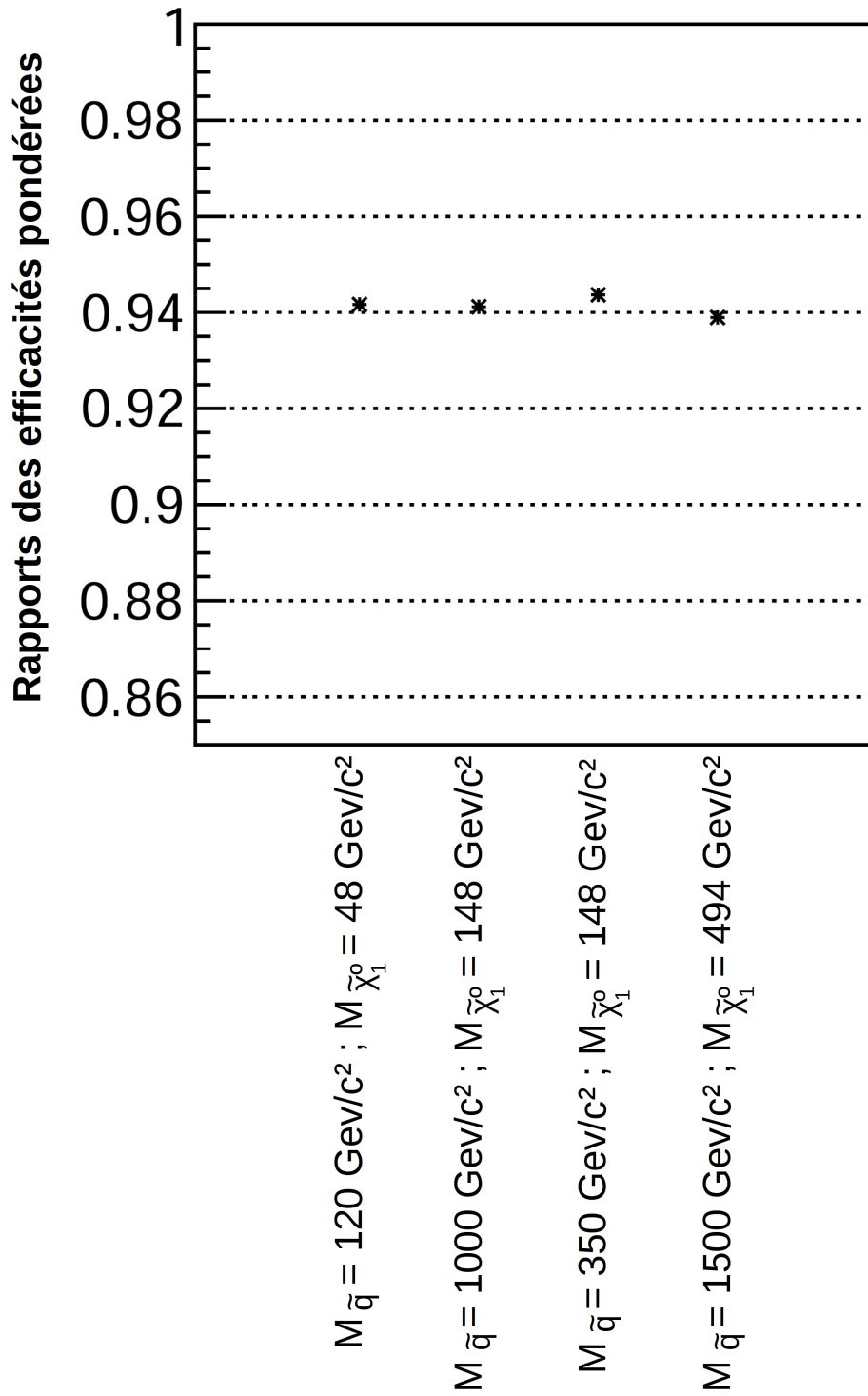


FIGURE 6.28 – Rapports moyens, pondérés par la distribution en  $|d_0|$  des muons issus d'un même neutralino dans les événements de signal, des efficacités de reconstruction d'une paire de traces de muons. dans les données et la simulation. La valeur minimum atteinte pour l'ensemble des 4 signaux est 0.938.



comme la perte d'efficacité de reconstruction d'une trace d'électron, noté  $\epsilon_e$  relativement à celle des muons, noté  $\epsilon_\mu$ , on a :

$$\epsilon_e = \epsilon_\mu \cdot (1 - \alpha) \quad (6.5)$$

L'énergie de l'électron et du muon étant similaire, la perte d'efficacité  $\alpha$  dépend uniquement de la quantité de matière traversée, et elle est donc modélisé dans la simulation avec une incertitude  $\Delta^{mat} = |\delta\alpha|/\alpha$ , où  $\delta$  dénote une variation infinitésimale de la variable en question. Ainsi, l'incertitude systématique relative sur l'efficacité de reconstruction d'une trace d'électron, notée  $\Delta_e^{rec}$ , est donnée par :

$$\begin{aligned} \Delta_e^{rec} &= \frac{|\delta\epsilon_e|}{\epsilon_e} = \frac{|\delta\alpha|}{1 - \alpha} \\ &= \frac{|\delta\alpha|}{\alpha} \cdot \frac{\alpha}{1 - \alpha} \\ &= \Delta^{mat} \frac{\alpha}{1 - \alpha} \end{aligned} \quad (6.6)$$

Le paramètre  $\alpha$  est estimé à l'aide d'événements Monte-Carlo. Une première comparaison en fonction de  $|d_0|$  a été effectuée à partir de muons et d'électrons déplacés, de 100 GeV, produits à l'aide de l'outil *Particle Gun* décrit dans la section 3.5.2. Les résultats sont présentés dans la figure 3.16 du chapitre 3. Cette comparaison permet d'estimer une tendance de l'évolution du paramètre  $\alpha$ , mais elle se limite à une énergie fixée, et ne prend pas en compte les possibles chutes d'efficacité dues à l'occupation du trajectographe.

Afin de tenir compte de cette occupation, et d'obtenir une comparaison pour des électrons et des muons de cinématique compatible avec le signal recherché, une comparaison est effectuée à partir des événements Monte-Carlo de signal. Les résultats sont montrés dans la figure 6.29. Les 4 échantillons de signal sont utilisés, de façon à maximiser le nombre de traces disponibles. Par souci de cohérence vis à vis des études décrites dans les deux paragraphes précédents, les traces doivent satisfaire aux mêmes critères de sélection pour être utilisées dans la comparaison. Le minimum observé pour le rapport  $\epsilon_e/\epsilon_\mu$  est de 0.55, ce qui correspond à  $\alpha_{max} = 0.45$ . Afin d'être conservatif dans l'estimation de l'incertitude systématique, on utilise cette valeur comme la perte d'efficacité pour tout  $|d_0|$ . En appliquant la formule 6.5, on obtient  $\Delta_e^{rec} = 8.2\%$ . Cette valeur correspond à l'incertitude relative à la perte d'efficacité de reconstruction d'une trace d'électron par rapport à une trace de muon.

Si l'on reprend maintenant l'équation 6.3, en posant pour plus de lisibilité  $\epsilon_{Data}(i) \epsilon_{DataDrop}(i) = \epsilon_{Data \mu}$  (idem pour les efficacités Monte-Carlo), on obtient :

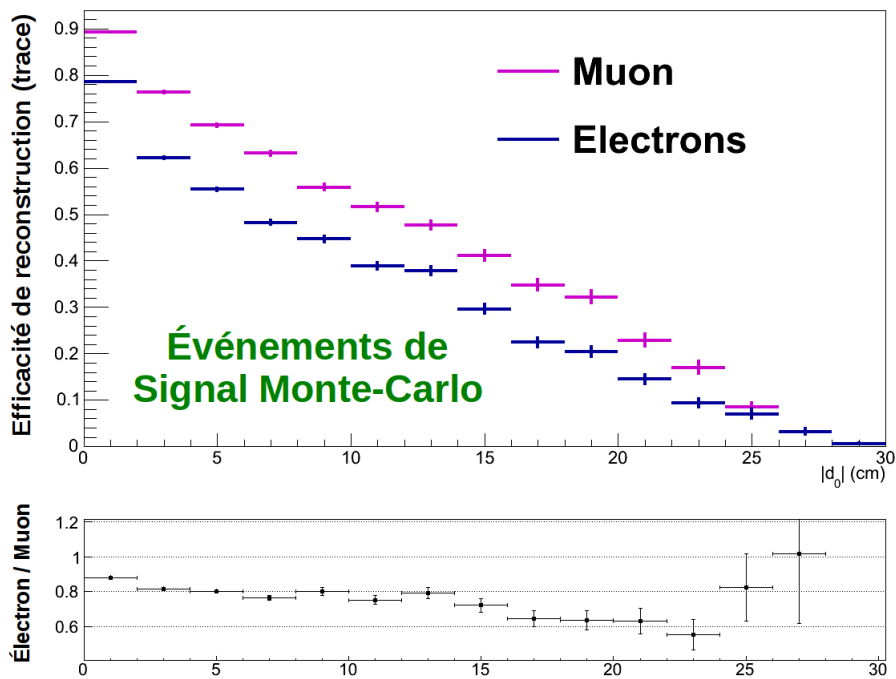


FIGURE 6.29 – Comparaison des efficacité de reconstruction de trace pour les électrons et les muons issu de la désintégration d’un neutralino dans les événements Monte-Carlo de signal. Seuls les traces vérifiant les critères définis dans le texte sont utilisés. Le rapport entre les efficacité pour les électrons et les muons est présenté. La valeur minimum atteinte est 0.55.

$$\frac{\langle \epsilon_{Data} \rangle}{\langle \epsilon_{MC} \rangle} = \frac{\sum_i \sum_j g_{signal}(i, j) \cdot \epsilon_{Data \mu}(i) \cdot \epsilon_{Data \mu}(j) \cdot (1 - \alpha_{Data}(j))}{\sum_i \sum_j g_{signal}(i, j) \cdot \epsilon_{MC \mu}(i) \cdot \epsilon_{MC \mu}(j) \cdot (1 - \alpha_{MC}(j))} \quad (6.7)$$

Où l'on rappelle qu'à tout  $i$  et  $j$  est associé un intervalle en  $d_0$ . Connaissant la valeur maximale sur l'incertitude systématique avec laquelle on estime le paramètre  $\alpha$ , on peut écrire que pour tout  $j$  :

$$(1 - \Delta_e^{rec}(j)) = \frac{(1 - \alpha_{Data}(j))}{(1 - \alpha_{MC}(j))} \geq \frac{(100 - 8.2)}{100} = 0.918 \quad (6.8)$$

En choisissant de considérer  $\Delta_e^{rec}(j)$  comme constant et égal à sa valeur minimale, on s'affranchit de la dépendance en  $|d_0|$ , tout en restant conservatif. Ainsi, l'expression du rapport des efficacités de reconstruction de deux traces provenant, l'une d'un muon, l'autre d'un électron, vérifie :

$$\frac{\langle \epsilon_{Data} \rangle}{\langle \epsilon_{MC} \rangle} \geq \frac{\sum_i \sum_j g_{signal}(i, j) \cdot \epsilon_{Data \mu}(i) \cdot \epsilon_{Data \mu}(j)}{\sum_i \sum_j g_{signal}(i, j) \cdot \epsilon_{MC \mu}(i) \cdot \epsilon_{MC \mu}(j)} \times 0.918 \quad (6.9)$$

En connaissant le plus petit rapport obtenu précédemment pour la comparaison de l'efficacité de deux traces de muons déplacés au sein d'un événement proton-proton, égal à 0.938, on arrive à :

$$\frac{\langle \epsilon_{Data} \rangle}{\langle \epsilon_{MC} \rangle} \geq 0.861 \quad (6.10)$$

L'incertitude systématique associé à la reconstruction d'une trace d'électron et de muon issu d'un vertex déplacé est donc de 13.9%.

#### 6.6.4 Résolution du paramètre d'impact transverse

La critère  $|d_0|/\sigma_d > 5$  imposé sur l'électron et le muon formant le candidat dilepton permet de sélectionner les particules à long temps de vie. L'application de cette coupure réduit en revanche l'efficacité de sélection pour les neutralinos se désintégrant proche du vertex primaire. Les différences d'efficacité susceptibles d'apparaître entre les données et les événements Monte-Carlo dépendent principalement du paramètre  $\sigma_d$ . En effet, la valeur de  $|d_0|$  dépend de la cinématique de la désintégration, et l'impact de la résolution du détecteur sur son estimation est négligeable.

On compare donc les distributions en  $\sigma_d$  dans les données et les événements Monte-Carlo, pour les muons et les électrons issus d'un candidat dilepton ayant passé l'ensemble

de coupures de sélection, hormi  $|d_0|/\sigma_d$ , et se trouvant dans la région de contrôle. Les résultats sont présentés dans la figure 6.30. Pour chaque graphique, la moyenne de la distribution est donnée.

On observe que le paramètre  $\sigma_d$  est en moyenne surestimé dans la simulation. En conséquence, l'efficacité de sélection du signal associé à la coupure  $|d_0|/\sigma_d > 5$  sera meilleure dans les données que dans les événements Monte-Carlo, contrairement aux autres efficacités pour lesquelles une systématique a été estimée. Il est donc conservatif de négliger cette incertitude.

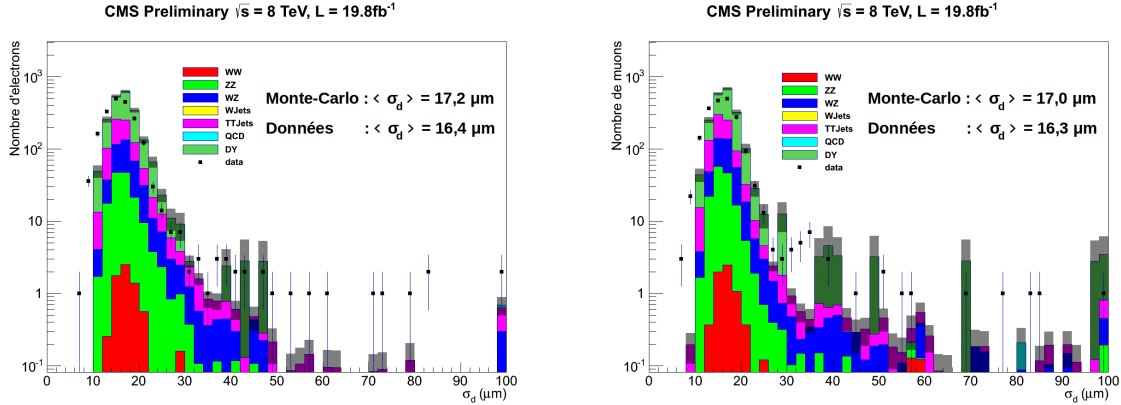


FIGURE 6.30 – Distributions en  $\sigma_d$  dans les données et les événements Monte-Carlo, pour les électrons (à gauche) et les muons (à droite) issus d'un candidat dilepton ayant passé l'ensemble de coupures de sélection, hormi  $|d_0|/\sigma_d$ , et se trouvant dans la région de contrôle.

### 6.6.5 Efficacité du système de déclenchement

Les efficacités de sélection des *triggers Dimuon* et *Diphoton* ont été estimées à l'aide d'une méthode dite de « *Tag and Probe* ». Cette méthode permet des mesures d'efficacité à partir des données. Le principe est de sélectionner des événements contenant une paire de leptons issus de la désintégration résonnante d'une particule, qui dans notre cas est le boson  $Z^0$ .

Deux traces issues du vertex primaire, et dont la masse invariante doit être compatible avec la masse du boson  $Z^0$ . L'un de ces leptons, désigné par le terme « *Tag* », doit satisfaire à des critères d'identification stricts, pouvoir être associé avec un muon reconstruit par le *trigger* ( $\Delta R < 0.5$ ), et satisfaire le seuil en énergie correspondant. Il permet de s'assurer que la paire de traces sélectionnée est en accord avec l'hypothèse d'un système formé de deux muon, ou de deux électrons.

Le second lepton, *Probe* est alors utilisé pour estimer la probabilité qu'un lepton satisfaisant le seuil en impulsion transverse utilisé dans la sélection du signal supersymétrique soit à l'origine du déclenchement du second objet reconstruit par le *trigger* (*Dimuon* et *Diphoton*) utilisé dans l'analyse. Il doit pour ce faire pouvoir lui être associé dans un rayon  $\Delta R < 0.5$ . La méthode *Tag and Probe* nous permet donc d'obtenir une mesure

de l'efficacité pour un seul des deux objets composant le *trigger* dilepton auquel on s'intéresse.

## Trigger Dimuon

Le *trigger* HLT\_L2DoubleMu23\_NoVertex\_2cha\_Angle2p5 impose la reconstruction dans le spectromètre à muon de deux traces, sans contrainte liée à la position du vertex. Il requiert en outre que des coups ait été reconstruits dans au moins deux chambres, et que les deux muons forment entre eux un angle inférieur à 2.5 radians. Ce dernier critère implique une corrélation entre les efficacité de *trigger* des deux muons. Dans l'analyse, lors de l'association entre traces et objets *trigger* (section 6.2.2), un angle maximal de 2.48 est requis. Ainsi qu'observé dans la figure 6.31, cette coupure est suffisante pour s'affranchir de la dépendance en angle de l'efficacité, et donc de la corrélation. De plus, étant donné la difficulté à modéliser la perte d'efficacité pour deux muons proches, il est également requis que les deux muons soient séparés par  $\Delta R > 2$ .

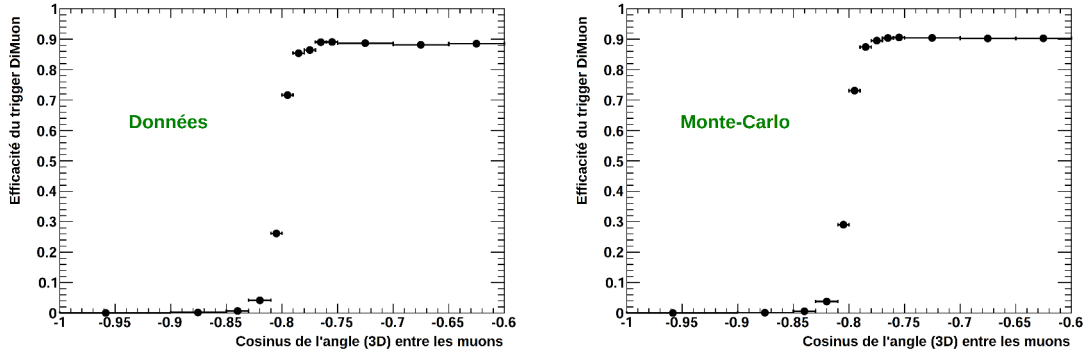


FIGURE 6.31 – Efficacité de *trigger Dimuon* en fonction du cosinus de l'angle formé par les deux muons, pour les données, à gauche, et la simulation Monte-Carlo, à droite. Pour une meilleure lisibilité, l'axe des abscisses est restreint à un intervalle centré autour de la valeur de la coupure utilisée par le *trigger*.

L'implémentation du *trigger* HLT\_L2DoubleMu23\_NoVertex\_2cha\_Angle2p5 est telle que les objets reconstruits ne sont sauvegardés que si le *trigger* a été déclenché. La méthode *Tag and Probe* ne peut donc pas être utilisée directement. En revanche, ce n'est pas le cas du *trigger* HLT\_L2DoubleMu23\_NoVertex, similaire, à ceci près qu'il ne contient aucune coupure liée au nombre de chambres ou à l'angle entre les muons. L'estimation d'efficacité est donc effectuée en deux temps : tout d'abord une estimation de l'efficacité du *trigger* HLT\_L2DoubleMu23\_NoVertex à l'aide de la méthode *Tag and Probe*, puis une estimation de l'efficacité des coupures spécifiques aux *trigger* utilisés dans l'analyse.

L'efficacité de l'un des deux objets constituant le *trigger* HLT\_L2DoubleMu23\_NoVertex est dérivée à partir de la fraction de muon *Probe* pouvant être associés à l'un des objets du *trigger* dans un cône  $\Delta R < 0.5$ , pour des événements dans lesquels le muon *Tag* a pu être associé à un objet *trigger* IsoMu24. Cette efficacité est présentée, en

fonction de l'impulsion transverse du muon *Probe*, dans la figure 6.32.

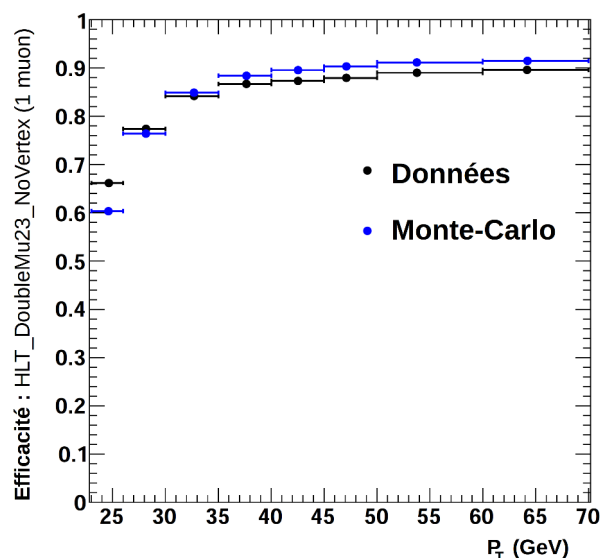


FIGURE 6.32 – Efficacité d'un objet du *trigger* HLT\_L2DoubleMu23\_NoVertex en fonction de l'impulsion transverse du muon *Probe*, pour les données et la simulation Monte-Carlo.

Dans un second temps, l'efficacité relative aux coupures propres au *trigger* HLT\_L2DoubleMu23\_NoVertex\_2cha\_Angle2p5 est évaluée comme la fraction d'événements ayant satisfait le *trigger* HLT\_L2DoubleMu23\_NoVertex, et qui satisfont également le *trigger* utilisé dans l'analyse. Les résultats sont montrés dans la figure 6.33.

L'efficacité du *trigger* utilisé pour l'analyse est finalement obtenue en combinant ces deux mesures. Le carré de l'efficacité associée à un objet du *trigger* HLT\_L2DoubleMu23\_NoVertex pour des muons d'impulsion transverse supérieure à 26 GeV, conformément à la coupure utilisée dans l'analyse, est multiplié par l'efficacité relative obtenue pour le *trigger* HLT\_L2DoubleMu23\_NoVertex\_2cha\_Angle2p5. L'écart maximal obtenu entre données et simulation est 6.2%. Ce chiffre est pris comme estimation de l'incertitude systématique sur le *trigger* *Dimuon*.

## Trigger Diphoton

Le *trigger* *Diphoton* utilisé pour la sélection des événements de signal, HLT\_Photon-36\_R9Id85\_OR\_CaloId10\_Iso50\_Photon22\_R9Id85\_OR\_CaloId10\_Iso50, utilise des seuils en impulsion transverse différents pour les deux objets *trigger* dont il est composé. Les efficacités associées à chacun de ces objets sont évaluées séparément à l'aide de la méthode *Tag and Probe*, puis combinées afin d'estimer l'efficacité du *trigger*.

Des événements dans lesquels un boson  $Z^0$  se désintègre en une paire d'électrons sont utilisés. Ils sont sélectionnés à l'aide du *trigger* sans facteur de *prescale* HLT\_Ele27\_WP80.

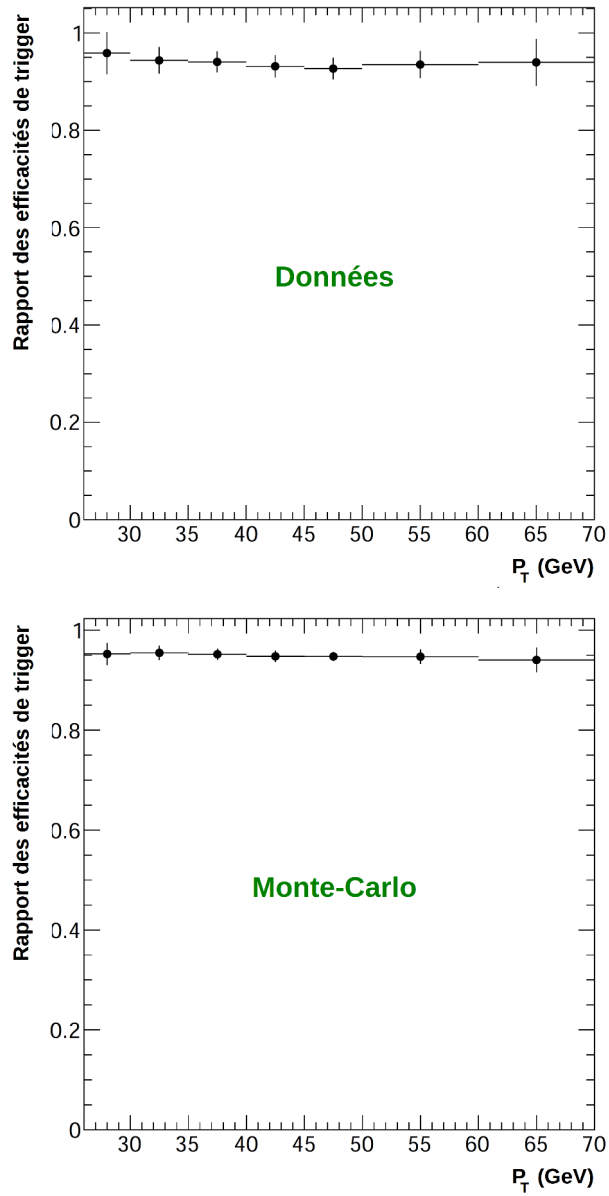


FIGURE 6.33 – Efficacité du *trigger* HLT\_L2DoubleMu23- \_NoVertex\_2cha\_Angle2p5 pour des événements ayant déclenché le trigger HLT\_L2DoubleMu23- \_NoVertex. Le résultat est montré en fonction de l'impulsion transverse de l'un des deux leptons, choisi au hasard, pour les données, en haut, et la simulation Monte-Carlo, en bas.

Il est requis que deux traces, propagée jusqu'aux calorimètres, soient associées à un *SuperCluster* dans un cône  $\Delta R < 0.1$ . La masse invariante calculée à l'aide des traces doit être compatible avec la masse du boson  $Z^0$ .

L'électron *Tag* doit avoir une énergie transverse calculée à partir du *SuperCluster* supérieure à 40 GeV et être associé à l'un des deux objets du *trigger* considéré. L'électron *Probe* est utilisé pour estimer l'efficacité associée au second objet *trigger*. Les résultats de ces mesures sont présentés dans la figure 6.34.

Une différence notable entre données et simulation est observée dans la façon dont l'efficacité chute au niveau du seuil en énergie transverse de chaque objet *trigger*. Cependant, au delà du seuil imposé dans l'analyse, l'accord entre données et simulation est bien moindre. L'écart maximal observé pour le seuil de 22 GeV est de 0.3%, tandis qu'il est de 1.4% pour le seuil de 36 GeV. L'incertitude systématique associée au *trigger Diphoton* est donc de 1.7%.

### Association de triggers Dimuon et Diphoton

Notre analyse utilise une sélection d'événements basée sur l'association entre ces deux *triggers*, décrite en 6.2. L'erreur systématique totale associée à l'efficacité du système de déclenchement est prise comme étant la moyenne des systématiques associées à chacun des deux *triggers*, pondérées par le nombre d'événements de signal respectivement sélectionnés au moyen du *trigger Dimuon* ou *Diphoton* (tableau 6.7 pour l'échantillon  $M_{\bar{q}} = 1500$  et  $M_{\bar{\chi}^0} = 494$  GeV). Ces chiffres varient selon le signal considéré.

En outre, lorsque pour un même événement de signal les deux *triggers* sont activés, l'événement est considéré comme étant sélectionné par le *trigger Diphoton*, et aucune association de traces avec le *trigger Dimuon* n'est requise. La justification de ce choix provient notamment du fait que l'erreur systématique associée au *trigger Dimuon* est plus grande.

L'erreur systématique totale à associer à l'efficacité de sélection du signal par le *trigger* sera minimale pour l'échantillon  $M_{\bar{q}} = 1500$  et  $M_{\bar{\chi}^0} = 494$  GeV :

$$(3164 \times 6.2\% + 6175 \times 1.7\%) / (3164 + 6175) = 3.2\% \quad (6.11)$$

$$(6.12)$$

Où 2373 est le nombre d'événements sélectionnés par le *trigger Dimuon* et 4631 le nombre d'événements sélectionnés par le *trigger Diphoton*. La systématique maximale est atteinte pour l'échantillon  $M_{\bar{q}} = 120$  et  $M_{\bar{\chi}^0} = 48$  GeV :

$$(1309 \times 6.2\% + 1197 \times 1.7\%) / (1309 + 1197) = 4.1\% \quad (6.13)$$

$$(6.14)$$

De façon à être conservatif, c'est cette dernière valeur qui sera utilisée pour l'ensemble des signaux.

Pour finir, la question de la validité de ces estimations dans le cas d'électrons et de muons déplacés se doit d'être abordée. En effet, la méthode *Tag and Probe* fait appel à des électrons et des muons issus du vertex primaire. Cependant, les *triggers* employés n'utilisent aucune information provenant du trajectographe, et il n'y a donc *a priori* aucune raison que le caractère déplacé d'un lepton induise une variation significative d'efficacité, comme cela est d'ailleurs montré à partir de l'exemple d'un *trigger SingleMuon*



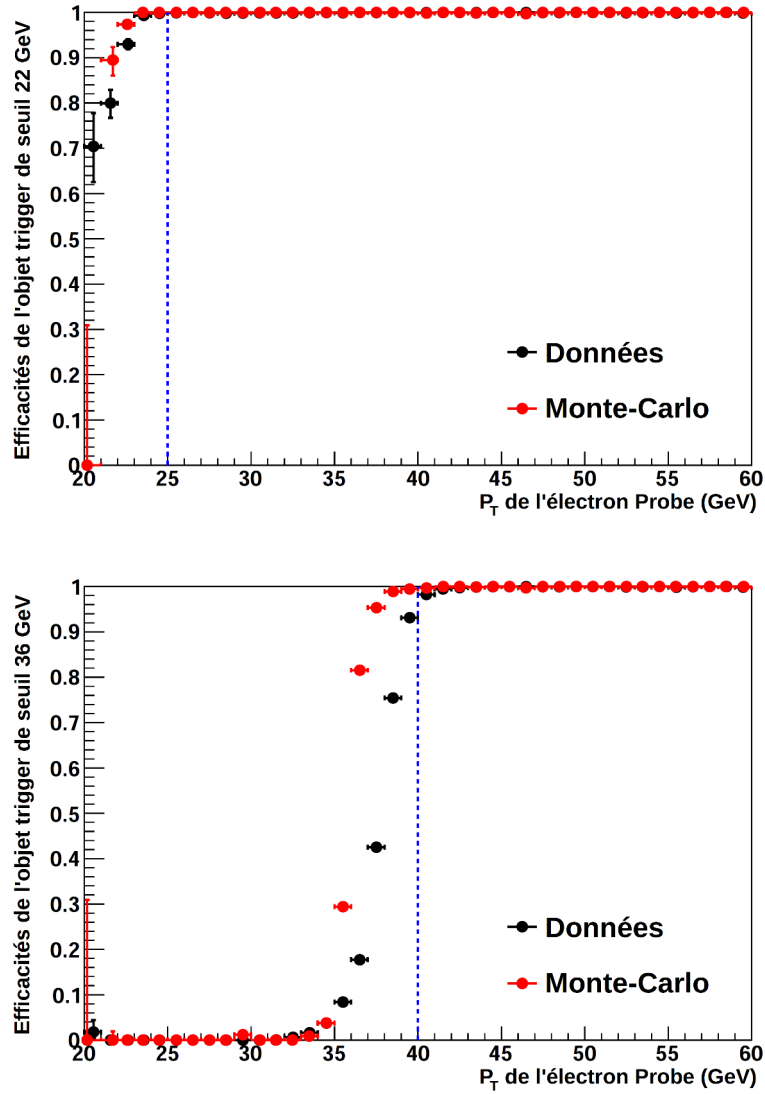


FIGURE 6.34 – Efficacités associées aux deux objets *trigger* composant le *trigger Diphoton* utilisé dans l'analyse, pour les données et la simulation Monte-Carlo, en fonction de l'impulsion transverse de l'électron *Probe*. En haut, l'objet *trigger* utilisant un seuil en énergie transverse de 22 GeV, en bas, l'objet *trigger* utilisant un seuil en énergie transverse de 36 GeV.

dans la figure 6.1. Afin de s'en assurer, les efficacités des deux *triggers* ont été estimées séparément en fonction des longueurs de désintégration transverse des deux neutralinos, dans les événements de signal. Les résultats obtenus à partir de l'échantillon  $M_{\tilde{g}} = 1500$  et  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 494$  GeV sont présentés dans la figure 6.35. Aucune évolution significative en fonction des longueurs de désintégration ne peuvent être mise en évidence. Pour les deux graphiques, les valeurs obtenues sont compatibles, dans les erreurs, avec les valeurs moyennes d'efficacité de chaque *trigger*, présentées pour cet échantillon dans le tableau 6.6, et qui sont respectivement de 61.7% et 50.0% pour les *triggers Diphoton* et *Dimuon*. Les variations d'efficacité observées sont due à des fluctuations statistiques.

### 6.6.6 Incertitudes systématiques : bilan et commentaires

L'ensemble des sources d'incertitudes systématiques sur l'efficacité de sélection du signal prises en compte dans cette analyse sont résumées dans le tableau 6.15. Elles ne constituent cependant pas une liste exhaustive des sources possibles.

Ils serait en particulier intéressant d'estimer les incertitudes systématiques liées à l'identification des électrons et des muons. Idéalement, cette estimation devrait être réalisée à l'aide d'électrons et de muons déplacés. Pour les électrons, une approche *Tag and Probe* à partir de paires d'électrons issus d'un boson  $Z^0$  pourrait être envisagée, consistant à identifier formellement l'électron *Tag*, puis à quantifier les différences d'efficacités entre données et Monte-Carlo, après application de l'ensemble des critères d'identification. Mais cette procédure ne nous renseignerait pas sur le comportement de l'incertitude systématique dans le cas d'électrons déplacés. Une approche de type *Tag and Probe* utilisant des électrons issus de photons convertis semble en outre difficile, pour les raisons expliquées dans la section 3.5.2.

Pour les muons en revanche, une méthode similaire à celle utilisée pour l'estimation de l'efficacité de trajectographie, utilisant les muons cosmiques, pourrait être mise en place pour estimer une incertitude systématique sur l'identification.

En outre, certaines systématiques estimées dans cette thèse pourraient être optimisées. L'amélioration la plus évidente concerne la systématique liée à l'efficacité de trajectographie pour un électron et un muon. Il est clair que la contribution à la systématique totale du paramètre  $\alpha$ , correspondant à la perte d'efficacité pour les électrons relativement aux muons, est surestimée. En effet, pour des raisons de temps, il a été décidé de considérer cette contribution, notée  $\Delta_e^{rec}$ , comme indépendante du paramètre d'impact  $|d_0|$ , en ne considérant que sa valeur maximale. Cette façon de procéder, bien que conservatrice, peut être sensiblement optimisée. Pour ce faire, il nous faudrait calculer une contribution  $\Delta_e^{rec}(j)$  pour chaque intervalle  $j$  d'une distribution  $|d_0|$ . La formule 6.6 pourrait alors être appliquée en prenant en compte la dépendance entre  $\Delta_e^{rec}$  et  $|d_0|$ , résultant en un écart moindre entre données et simulation.

## 6.7 Limites d'exclusion et discussions

### 6.7.1 Efficacités de sélection pour différents temps de vie

À l'issue de la sélection, l'ensemble des événements de signal pour lesquels au moins un candidat dilepton a pu être reconstruit sont comptabilisés, et utilisés afin de déterminer

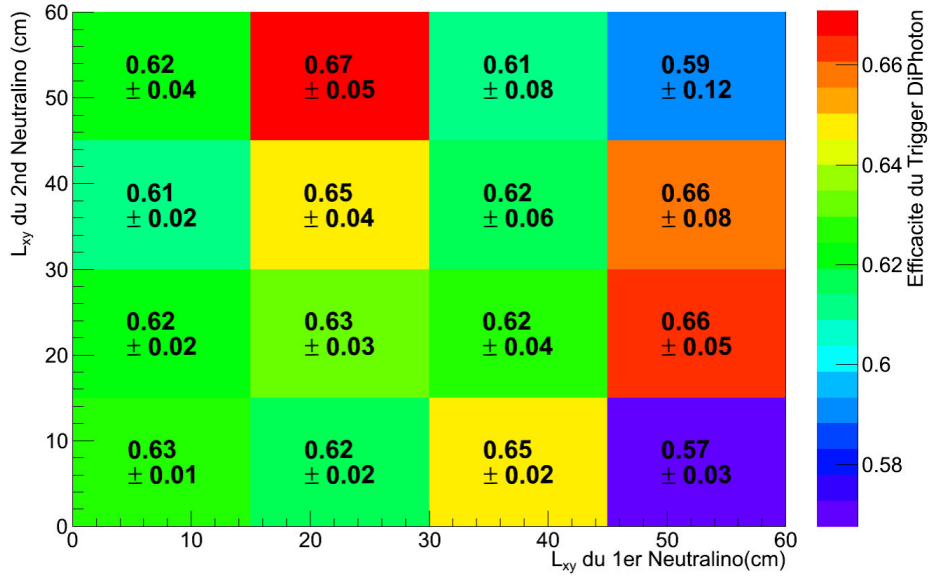
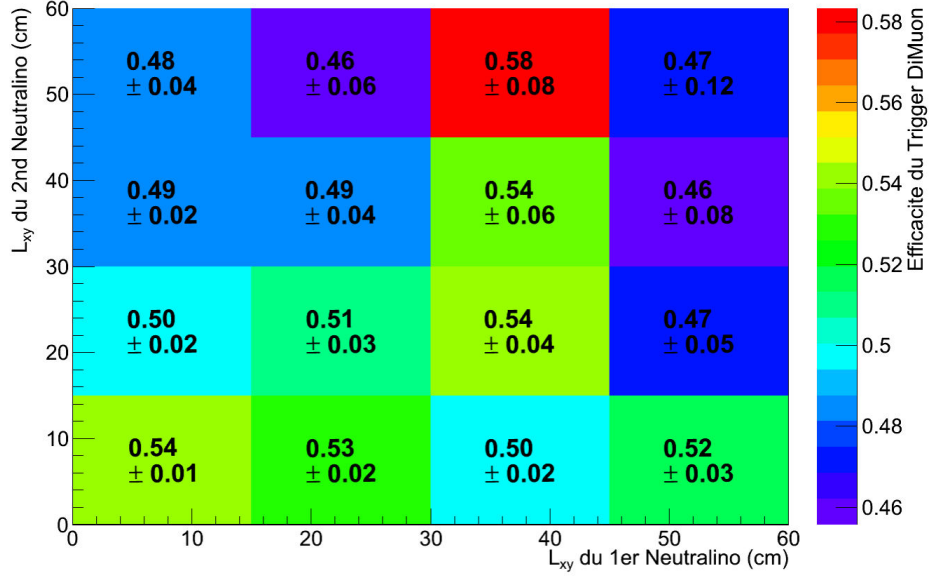


FIGURE 6.35 – Efficacités de sélection des deux *triggers* utilisés dans l’analyse, en fonction de la longueur de désintégration transverse des deux neutralinos générés. Les résultats sont présentés pour le signal  $M_{\tilde{q}} = 1500$  et  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 494$  GeV.

Source	Incertitude
Luminosité	2.6 %
Modélisation des événements d'empilement	2.0 %
Résolution du paramètre d'impact transverse	0 %
Efficacité de reconstruction des traces	13.9 %
Efficacité de système de déclenchement	4.2 %
<b>Total</b> (somme quadratique)	<b>15.0 %</b>

TABLE 6.15 – Sources d’incertitudes systématiques, considérées comme indépendantes, sur l’efficacité de sélection du signal, et les valeur correspondantes. Toutes ces incertitudes sont des incertitudes relatives.

une efficacité de sélection pour chaque échantillon. Le nombre d’événements sélectionnés est ainsi comparé au nombre d’événements produits. Deux efficacités distinctes sont déterminées : l’une pour les événements ne contenant qu’un seul neutralino généré se désintégrant dans le canal  $e\mu\nu$ , l’autre pour les événements où les deux neutralinos générés se désintègrent dans ce canal. Lors de l’estimation de cette deuxième efficacité, le nombre de candidats sélectionnés par événement n’est pas pris en compte. L’événement est comptabilisé une seule fois, qu’un seul neutralino ou que les deux neutralinos aient été sélectionnés.

Pour chaque scénario de masses, auquel correspond un temps de vie moyen du neutralino,  $\tau$ , un nombre d’événements attendus est donc déterminé, qui correspond à la somme de l’ensemble des événements sélectionnés. Cependant, afin de pouvoir estimer une limite en fonction du paramètre  $c\tau$ , il est nécessaire de déterminer le nombre d’événements attendus pour d’autres temps de vie moyens, et ce pour chaque échantillon. Ce nombre d’événements peut être déterminé sans qu’il soit nécessaire de produire d’autres échantillons de signal. On procède en attribuant à chaque événement sélectionné un poids, qui dépend du temps de vie  $t$  du (ou des) neutralino(s). La méthode est d’abord décrite dans le cas des événements ne contenant qu’un seul neutralino se désintégrant dans le canal  $e\mu\nu$ , puis dans le cas d’une double désintégration.

La forme de la fonction décrivant le nombre de candidats se désintégrant après un temps  $t$ , dans leur référentiel propre, est entièrement définie par le paramètre  $\tau$ . Pour un nombre total de neutralinos  $N_T$ , l’expression de cette fonction est :

$$N(t) = \frac{N_T}{\tau} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (6.15)$$

La courbe correspondante est présentée dans la figure 6.36 pour trois valeurs de  $c\tau$  différentes.

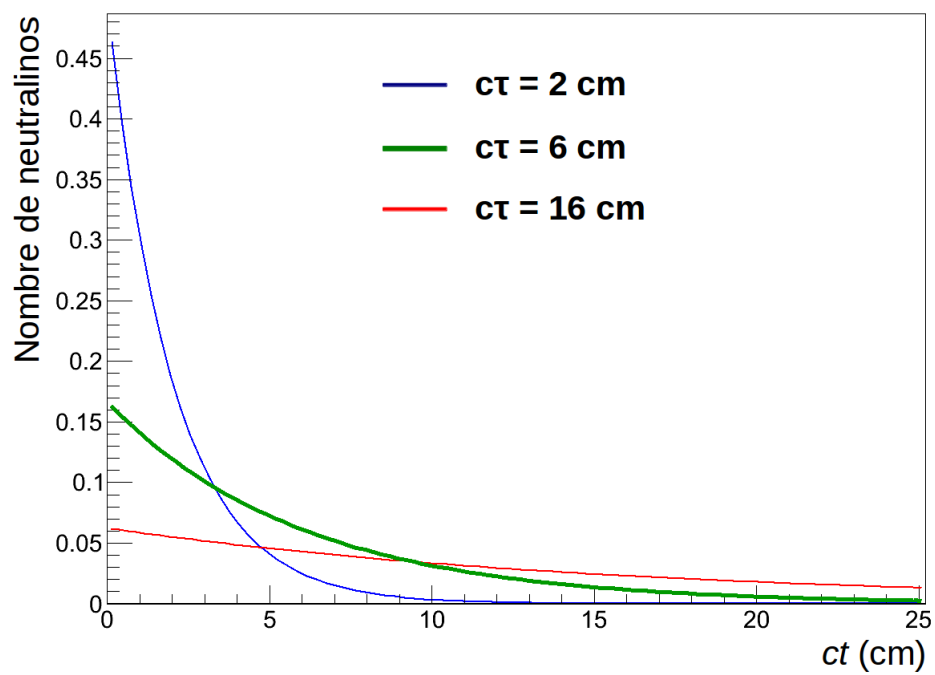


FIGURE 6.36 – Distributions de la variable  $ct$  des neutralinos, pour différentes valeurs de la demi-vie moyenne  $\tau$ , le nombre total de neutralinos étant fixé à 1.

Pour un scénario de masses donné, on peut associer à tout intervalle de la variable  $ct$  du neutralino une efficacité de sélection moyenne (voir la figure 6.18). Si pour ce même scénario de masses, la valeur de  $c\tau$  était différente, on obtiendrait un nombre différent de neutralinos dans chaque intervalle de la variable  $ct$ . Cependant, en faisant l'hypothèse que seul le temps de vie du neutralino est modifié, mais que par ailleurs la cinématique de sa réaction reste inchangée, on s'attend à ce que l'efficacité de sélection associée à chaque intervalle de  $ct$  demeure également inchangée. Cela revient à considérer que la valeur de la constante de couplage  $\lambda$ , dont dépend  $c\tau$ , n'affecte pas la cinématique de la réaction (angles entre les leptons émis et impulsions transverses). Cette hypothèse a été vérifiée dans le cadre de l'analyse recherchant des vertex déplacés en deux électrons ou deux muons.

La conséquence intéressante est que, entre deux échantillons de  $c\tau$  différents, la variation relative  $\Delta N_{prod}(t)$  du nombre de neutralinos produits avec un temps de vie  $t$  est égale à la variation relative  $\Delta N_{sel}(t)$  du nombre de neutralinos sélectionnés pour ce même temps de vie. Ainsi, on peut déterminer le nombre d'événements sélectionnés attendus pour une autre valeur de  $c\tau$  en sommant l'ensemble des événements sélectionnés dans l'échantillon de référence, assortis d'un poids dépendant de  $t$ . Si l'on note  $\tau_i$  la demi-vie moyenne pour l'échantillon initial,  $\tau_{new}$  la demi-vie moyenne pour le nouvel échantillon, et  $N_i(t)$  et  $N_{new}(t)$  le nombre de neutralinos se désintégrant après un temps  $t$ , ce poids est donné par :

$$w(t) = \frac{N_{new}(t)}{N_i(t)} = \frac{\tau_i}{\tau_{new}} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau_{new}}\right) \cdot \exp\left(+\frac{t}{\tau_i}\right) \quad (6.16)$$

et en posant  $f = \tau_{new}/\tau_i$ , on obtient :

$$w(t) = \frac{1}{f} \cdot \exp\left(\frac{t \cdot (f - 1)}{f \cdot \tau_i}\right) \quad (6.17)$$

Dans le cas d'événements de signal pour lesquels un seul neutralino se désintègre dans le canal recherché, il suffira d'appliquer à l'événement le poids correspondant à la distance de vol  $ct$ .

Dans le cas d'événements contenant deux neutralinos se désintégrant en  $e\mu\nu$ , le poids à appliquer correspond au produit des deux poids  $w(t)$  obtenus pour chacun des deux neutralinos, dont les temps de vie ne sont pas nécessairement égaux. En effet, pour un nombre total d'événements  $N_E$ , le nombre d'événements pour lesquels les deux neutralinos se désintègrent après des temps respectifs  $t_1$  et  $t_2$  est donné, en utilisant l'équation 6.14, par :

$$N_{evt}(t) = N_E \cdot \frac{2N(t_1)}{N_T} \cdot \frac{2N(t_2)}{N_T} \quad (6.18)$$

où  $N_T$  représente ici le nombre total de neutralinos dans l'ensemble des événements.

Les efficacités obtenues en appliquant cette méthode pour les 4 échantillons de signal utilisés sont présentées dans le tableau 6.16. Trois valeurs sont présentées pour chaque signal : celle correspondant au  $c\tau$  nominal de l'échantillon, celle pour un  $c\tau$  dix fois plus faible, et celle pour un  $c\tau$  dix fois plus grand. On observe une réduction de l'efficacité pour

les échantillons de grand  $c\tau$ , la perte étant due au fait qu'une proportion plus importante des neutralinos se désintègre alors en dehors du trajectographe.

## 6.7.2 Calcul de limites sur les modèles considérés

Une méthode statistique bayésienne, décrite en détail dans la référence [92] est utilisée pour déterminer, pour chaque signal et pour chaque  $c\tau$ , une limite à un niveau de confiance de 95% sur la section efficace de production. La limite est calculée à l'aide du programme RooStats [93].

Dans l'approche Bayésienne, le théorème de Bayes permet d'associer un degré de confiance à l'hypothèse de l'existence du signal recherché. Pour ce faire, on calcule une fonction de densité de probabilité. En notant  $\mu_S$  et  $\mu_B$  les nombres d'événements de signal et de bruit de fond attendus, et  $N_{obs}$  le nombre d'événements effectivement observés dans les données (dans la région de signal), cette fonction s'écrit :

$$L(\mu_S) = \frac{1}{C} \int_{\theta_i} p(N_{obs} | \mu_S + \mu_B) \pi_{\mu_S}(\mu_S) \rho_{\theta_i}(\theta_i) d\theta_i \quad (6.19)$$

où la constante C permet de normaliser  $L(\mu)$  à 1.

La fonction de vraisemblance,  $p(N_{obs} | \mu_S + \mu_B)$ , est la probabilité d'observer  $N_{obs}$  événements dans les données, en considérant que l'hypothèse sur le nombre d'événements attendus,  $\mu_S + \mu_B$ , est exacte.

Le terme  $\pi_{\mu_S}$  est la distribution de probabilité *a priori*, ou fonction *prior*. Elle représente la probabilité de l'hypothèse sur le nombre d'événement de signal attendus, indépendamment des données. Dans le cas présent, elle est prise comme plate pour  $\mu_S \geq 0$ , et nulle autrement.

Les fonctions de densité de probabilité  $\rho_{\theta_i}$  sont utilisées pour prendre en compte l'impact des différentes incertitudes systématiques. Celles-ci sont traités comme des paramètres dits de « nuisance ». Plusieurs fonctions  $\rho_{\theta_i}$  sont définies, qui décrivent respectivement :

- Chaque incertitude sur l'estimation du nombre d'événements de signal.
- Le nombre d'événements de bruit de fond attendus.
- L'incertitude sur cette estimation de bruit de fond.

Pour les incertitudes systématiques liées au signal, listées dans le tableau 6.15, les fonctions  $\rho_{\theta}$  suivent une loi log-normale, avec une fonction *prior* plate. Cette description est adaptée aux variables définies positivement que nous considérons ici : luminosité, nombre d'événements d'empilement, efficacités de reconstruction et de sélection.

Le bruit de fond attendu dans la région de signal  $\mu_B$ , est estimé à partir des données, en regardant le nombre d'événements observés dans la région de contrôle après application de l'ensemble des critères de sélection, noté  $N_{obs/ctrl}$  ( $=0$ ). Ces deux nombre sont reliés par la relation  $\mu_B = \alpha \cdot N_{obs/ctrl}$ . Dans notre cas, la répartition du bruit de fond entre région de contrôle et région de signal est symétrique, et on a  $\alpha = 1$ . Sans tenir compte de l'incertitude sur  $\alpha$  qui est traité comme un paramètre de nuisance supplémentaire, l'incertitude statistique sur  $\mu_B$  est ainsi décrite par une distribution dite « gamma », qui

$M_{\tilde{q}} = 120 \text{ GeV and } M_{\tilde{\chi}_1^0} = 48 \text{ GeV}$		$M_{\tilde{q}} = 350 \text{ GeV and } M_{\tilde{\chi}_1^0} = 148 \text{ GeV}$		$M_{\tilde{q}} = 1000 \text{ GeV and } M_{\tilde{\chi}_1^0} = 148 \text{ GeV}$		$M_{\tilde{q}} = 1500 \text{ GeV and } M_{\tilde{\chi}_1^0} = 494 \text{ GeV}$	
$c\tau$ (cm)	$\epsilon_1$	$c\tau$ (cm)	$\epsilon_1$	$c\tau$ (cm)	$\epsilon_1$	$c\tau$ (cm)	$\epsilon_1$
1.7	$0.6 \pm 0.3 \%$	1.7	$9.4 \pm 1.0 \%$	0.6	$18 \pm 1.3 \%$	1.6	$20 \pm 1.3 \%$
16.5	$0.3 \pm 0.1 \%$	17.3	$5.1 \pm 0.3 \%$	6.0	$12 \pm 0.5 \%$	16.0	$12 \pm 0.5 \%$
165.0	$0.1 \pm 0.02 \%$	173.0	$1.4 \pm 0.2 \%$	60.0	$3.4 \pm 0.7 \%$	160.0	$3.3 \pm 0.6 \%$
	$\epsilon_2$		$\epsilon_2$		$\epsilon_2$		$\epsilon_2$
	$1.1 \pm 0.7 \%$		$14 \pm 4 \%$		$19 \pm 4.6 \%$		$18 \pm 4.5 \%$
	$0.6 \pm 0.2 \%$		$6.0 \pm 0.5 \%$		$16 \pm 0.8 \%$		$18 \pm 0.8 \%$
	$0.1 \pm 0.02 \%$		$0.8 \pm 0.2 \%$		$5.4 \pm 1.5 \%$		$4.7 \pm 0.8 \%$

TABLE 6.16 – Efficacités de sélection d'un événement de signal, pour trois longueurs de désintégration moyennes, et pour chaque échantillon de signal. Elles sont obtenues en divisant le nombre d'événements attendus après sélection (pour lesquels au moins un candidat  $e\mu$  a pu être sélectionné) par le nombre d'événements produits. On distingue l'efficacité  $\epsilon_1$ , pour les événements de signal où un seul des deux neutralinos se désintègre dans le canal, recherché, et  $\epsilon_2$ , pour les événements où les deux neutralinos se désintègrent en  $e\mu\nu$ . Les erreurs présentées sont statistiques uniquement.



dans notre cas s'écrit :

$$\begin{aligned}\rho(\mu_B) = p(\mu_B | N_{obs/ctrl}) &= \frac{1}{\alpha} \frac{(\mu_B/\alpha)^{N_{obs/ctrl}}}{N_{obs/ctrl}!} \exp(-\mu_B) \\ &= \frac{\mu_B^{N_{obs/ctrl}}}{N_{obs/ctrl}!} \exp(-\mu_B)\end{aligned}\quad (6.20)$$

Dans notre cas,  $N_{obs/ctrl} = 0$ , ce qui revient à considérer une  $\mu_B$  suit une loi exponentielle, la valeur maximale étant  $\mu_B = 0$ , et la valeur moyenne étant  $\mu_B = \alpha = 1$ .

L'incertitude systématique sur notre estimation de bruit de fond correspond ici à l'incertitude sur le paramètre  $\alpha$ . Elle est traitée, à l'instar des incertitudes sur le nombre d'événements de signal, par une fonction  $\rho_\theta$  suivant une loi log-normale.

La limite à un niveau de confiance de 95% sur  $\mu_S$ , notée  $\mu_{S95\%}$ , est finalement extraite de l'équation :

$$\int_0^{\mu_{S95\%}} L(\mu_S) d\mu_S = 0.95 \quad (6.21)$$

Le nombre d'événements de signal attendus dans les données s'obtient en multipliant l'efficacité de sélection  $\epsilon_1$  par le nombre d'événements de signal où un seul neutralino se désintègre en  $e^\pm \mu^\mp \nu_{e/\mu}$ , et par  $\epsilon_2$  le nombre d'événements où les deux neutralinos se désintègrent dans cet état final. Ainsi, en notant  $B = B_1 \cdot B_2$  le rapport d'embranchement de la désintégration  $\tilde{q} \xrightarrow{B_1} \chi_1^0 \xrightarrow{B_2} e^\pm \mu^\mp \nu_{e/\mu}$ , le nombre  $\mu_S$  d'événements de signal attendus dans les données est :

$$\mu_S = \mathcal{L}\sigma [2B(1 - B)\epsilon_1 + \epsilon_2 B^2] (1 - f) \quad (6.22)$$

où  $\mathcal{L}$  est la luminosité intégrée des données utilisées et  $\sigma$  est la section efficace de production d'une paire de squarks ( $\tilde{q}\tilde{q}$  ou  $\tilde{q}\tilde{q}$ ) dans des collisions proton-proton à 8 TeV.

Le paramètre  $f$  représente quant à lui la proportion d'événements pour lesquels un ou plusieurs candidats ont pu être reconstruits dans la région de contrôle, pour aucun candidat reconstruit dans la région de signal. Cette proportion est très faible, inférieure à 1.5% pour l'ensemble des signaux étudiés. Le paramètre  $\mu_S$  représentant l'excès d'événements attendus par rapport à l'estimation de bruit de fond, il convient d'ajouter le facteur  $(1 - f)$ , qui permet de tenir compte de la possible contribution d'événements de signal à cette estimation.

La limite attendue sur la section efficace de production d'une paire de squarks dépend du rapport d'embranchement  $B$ . Cependant, il n'est pas possible, à partir de l'expression 6.22, d'exprimer  $\sigma B$  en fonction de l'ensemble des autres variable. On choisira donc de fixer arbitrairement la valeur de  $B$ . On se place dans l'hypothèse de travail d'un rapport d'embranchement  $\tilde{q} \xrightarrow{B_1} \chi_1^0$  de 100%. Cela revient à négliger la possibilité que, au cours du processus de cascade, une particule supersymétrique autre que le neutralino puisse se désintégrer directement en leptons via les couplages  $\lambda_{121}$  et  $\lambda_{122}$ . On considère donc implicitement que ces deux couplages RPV sont petits par rapport aux couplages de Yukawa conservant la parité  $R^3$ .

---

3. et petits par rapports aux autres couplages RPV, ce qui était notre première hypothèse de travail.

Le choix d'une valeur pour le rapport d'embranchement  $\chi_1^0 \xrightarrow{B_2} e^\pm \mu^\mp \nu_{e/\mu}$  est plus délicat. Cette valeur dépend des masses des sleptons intermédiaires impliqués dans la désintégration du neutralino (diagrammes 5.14 du chapitre précédent). On choisira de considérer que ces sleptons ont des masses égales, ce qui pour le couplage  $\lambda_{121}$  ( $\lambda_{122}$ ) rend équiprobables les états finaux  $e^\pm \mu^\mp$  et  $e^\pm e^\mp$  ( $e^\pm \mu^\mp$  et  $\mu^\pm \mu^\mp$ ). Nous considérerons donc un rapport d'embranchement  $B_2$  de 50 %, ce qui nous donne  $B = 0.5$  dans l'équation 6.22. Ce choix permet en outre de donner un poids équivalent aux efficacités  $\epsilon_1$  et  $\epsilon_2$  qui interviennent dans cette équation. En effet, ces deux efficacités ne sont pas identiques, et leurs rapports ne sont pas constants pour différentes valeurs de  $c\tau$ . Le choix de d'un rapport d'embranchement de 100 % impliquerait une limite ne dépendant que de  $\epsilon_2$ , tandis qu'un rapport d'embranchement faible aboutirait à une limite fortement dominée par  $\epsilon_1$ .

Aucun événement de signal n'est observé dans les données prises en 2012 à une énergie de collision de 8 TeV, pour un nombre d'événements de bruit de fond attendus égal à zéro. Les résultats des calculs de limites sont présentés dans la section qui suit.

### 6.7.3 Résultats obtenus

#### Limites pour différents $c\tau$

Une limite est calculée pour différentes valeurs de  $c\tau$ , l'intervalle investigué se limitant aux valeurs pour lesquelles l'estimation de l'efficacité, obtenue à l'aide de la méthode décrite dans la section précédente, est jugée satisfaisante. Ainsi, les points correspondant à des valeurs de  $c\tau$  pour lesquelles l'efficacité est estimée avec une incertitude statistique supérieure à 30% ne sont pas jugés fiables, et ne sont donc pas pris en compte. Les résultats sont présentés dans la figure 6.37. Les bandes vertes correspondent aux variations de  $\pm 1\sigma$  de ces limites.

Les limites obtenues pour les squarks de 120 GeV sont nettement moins bonnes que celles obtenues pour les autres scénarii de masses. Cette différence s'explique par la faible impulsion transverse des leptons émis par le neutralino dans ce cas (voir la figure 5.18), ayant pour conséquence une faible efficacité de sélection. Pour cette même raison, le nombre d'événements disponibles pour l'estimation de l'efficacité à différents  $c\tau$  est faible. Ainsi, peu de points satisfont le critère sur l'incertitude statistique de cette estimation, ce qui explique le faible nombre de points présentés dans le graphique pour ce scénario.

Pour les autres scénarii, la limite la plus basse est obtenue pour un  $c\tau$  proche de 1 cm. La comparaison des trois scénarii montre en outre que les meilleures limites sont obtenues pour les squarks de 1500 GeV. La hiérarchie observée entre ces signaux s'explique là encore par les différences en impulsion transverse des leptons produits par la désintégration du neutralino.

En outre, le fait que les limites obtenues pour les squarks de 350 et 1000 GeV se rejoignent pour les grandes valeurs de  $c\tau$  s'explique par le fait que dans ce dernier scénario, le  $c\tau$  nominal (*i.e.* des événements initialement produits) est de seulement 6 cm, contre 17.3 cm pour le premier scénario. Le taux de neutralinos se désintégrant avec un temps de vie long est donc plus faible. En conséquence, lorsque la procédure de calcul d'efficacité à haut  $c\tau$  présentée précédemment est effectuée, l'absence de candidats reconstruits au dessus d'une certaine valeur de la variable  $ct$  va conduire à postuler, à tort, une efficacité nulle au delà d'un certain seuil. Cet effet peut être mieux compris en ob-

servant la figure 6.18. Le nombre d'événements attendus pour les squarks de 1000 GeV est donc sous-estimé, ce qui conduit à une limite sur-estimée. Si les  $c\tau$  nominaux de ces deux échantillons étaient identiques, on devrait s'attendre à un écart constant entre les limites calculées pour chaque valeur de  $c\tau$ .

Enfin, la forme des courbes obtenues fait apparaître des limites légèrement plus hautes à bas  $c\tau$ , et beaucoup plus hautes à haut  $c\tau$ . Le premier effet est le résultat de la coupure  $|d_0|/\sigma_d > 5$ , appliquée pour sélectionner les processus déplacés. Ce critère de sélection a pour effet une réduction de l'efficacité à bas  $c\tau$ . L'impact est ici relativement faible, les valeurs de  $c\tau$  présentées restant tout de même très au-dessus de la longueur de désintégration pour laquelle la perte d'efficacité se fait significative (de l'ordre de la dizaine de micromètres). La forme de la courbe à haut  $c\tau$  s'explique quant à elle par l'acceptance du détecteur. La proportion de neutralinos se désintégrant en dehors des limites de reconstruction du trajectographe étant accrue, une perte d'efficacité est observée, d'où une augmentation de la valeur estimée de la limite.

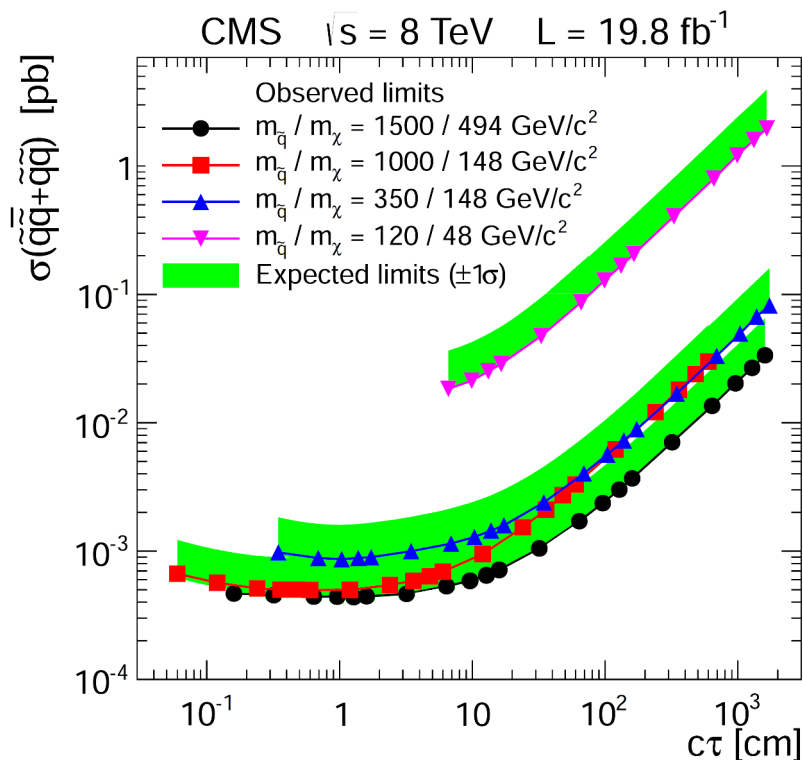


FIGURE 6.37 – Limites hautes (niveau de confiance de 95%) sur la section efficace de production d'une paire de squarks dans le MSSM avec violation de parité R, en fonction du temps de vie moyen du neutralino, pour les différentes combinaisons de masses utilisées. Le rapport d'embranchement  $\tilde{q} \rightarrow \chi_1^0 \rightarrow e^\pm \mu^\mp \nu_{e/\mu}$  utilisé est  $B = 0.5$ .

## Interprétation dans le cadre du MSSM

Les résultats de ce calcul de limites sont interprétés dans le cadre du MSSM avec violation de parité R. Ainsi, le graphique de la figure 6.37 est de nouveau présenté dans la figure 6.38, et mis en perspective avec les sections efficaces de production d'une paire de squarks calculées au NLO+NLL pour les différentes masses utilisées, et pour une énergie de collision de 8 TeV [85]. Les incertitudes théoriques associées ne sont pas présentées sur le graphique. Elles sont typiquement de l'ordre de 15 %.

Les récapitulatifs de l'ensemble des limites calculées pour les squarks de 1000 et 1500 GeV sont présentés dans les tableaux 6.17 et 6.18. De ces tableaux, et du graphique de la figure 6.38, on déduit des régions d'exclusions pour les différents scénarii de masses investigués. Pour des rapports d'embranchement  $\tilde{q} \rightarrow \chi_1^0$  de 100 %, et  $\chi_1^0 \rightarrow e^\pm \mu^\mp \nu_{e/\mu}$  de 50 %, et en considérant le neutralino comme la particule supersymétrique la plus légère, les limites observées conduisent à :

- Scénario  $M_{\tilde{q}} = 120\text{GeV}$ ,  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 48\text{GeV}$  : exclu pour l'ensemble des valeurs de  $c\tau$  présentées.
- Scénario  $M_{\tilde{q}} = 350\text{GeV}$ ,  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 148\text{GeV}$  : exclu pour l'ensemble des valeurs de  $c\tau$  présentées.
- Scénario  $M_{\tilde{q}} = 1000\text{GeV}$ ,  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 148\text{GeV}$  : exclu pour  $0.06 < c\tau < 240 \text{ cm}$  .
- Scénario  $M_{\tilde{q}} = 1500\text{GeV}$ ,  $M_{\tilde{\chi}_1^0} = 494\text{GeV}$  : exclu pour  $0.16 < c\tau < 12.8 \text{ cm}$  .

### 6.7.4 Discussions

#### Comparaison avec l'analyse $e + e$ et $\mu + \mu$ dans CMS

Comparées à l'analyse analogue effectuée pour une recherche de désintégration du neutralino en deux électrons ou deux muons, dans les même événements de signal, les limites obtenues ici sont approximativement deux fois plus hautes.

Ces différences s'expliquent par l'absence de *trigger* dédiés à la présente analyse. Bien que notre stratégie d'utilisation du système de déclenchement nous permette d'obtenir des efficacités de sélection des événements de signal équivalentes à celles obtenues dans l'analyse en deux électrons ou deux muons, elle nous contraint malgré tout à demander la présence de trois leptons chargés dans l'événements : deux leptons associés avec le *trigger* (*Dimuon* ou *Diphoton*), et un troisième, de saveur différente, pour la reconstruction d'un candidat  $e + \mu$ . L'efficacité de reconstruction des leptons étant globalement faible, dû à leur caractère déplacé, une perte d'efficacité de sélection du signal est inévitable.

Étant sensibles aux mêmes couplages supersymétriques violant la parité R,  $\lambda_{121}$  et  $\lambda_{122}$ , ces analyses pourraient néanmoins être combinées pour abaisser la limite obtenue sur la section efficace de production d'une paire de squarks dans les collisions protons-protons à 8 TeV.

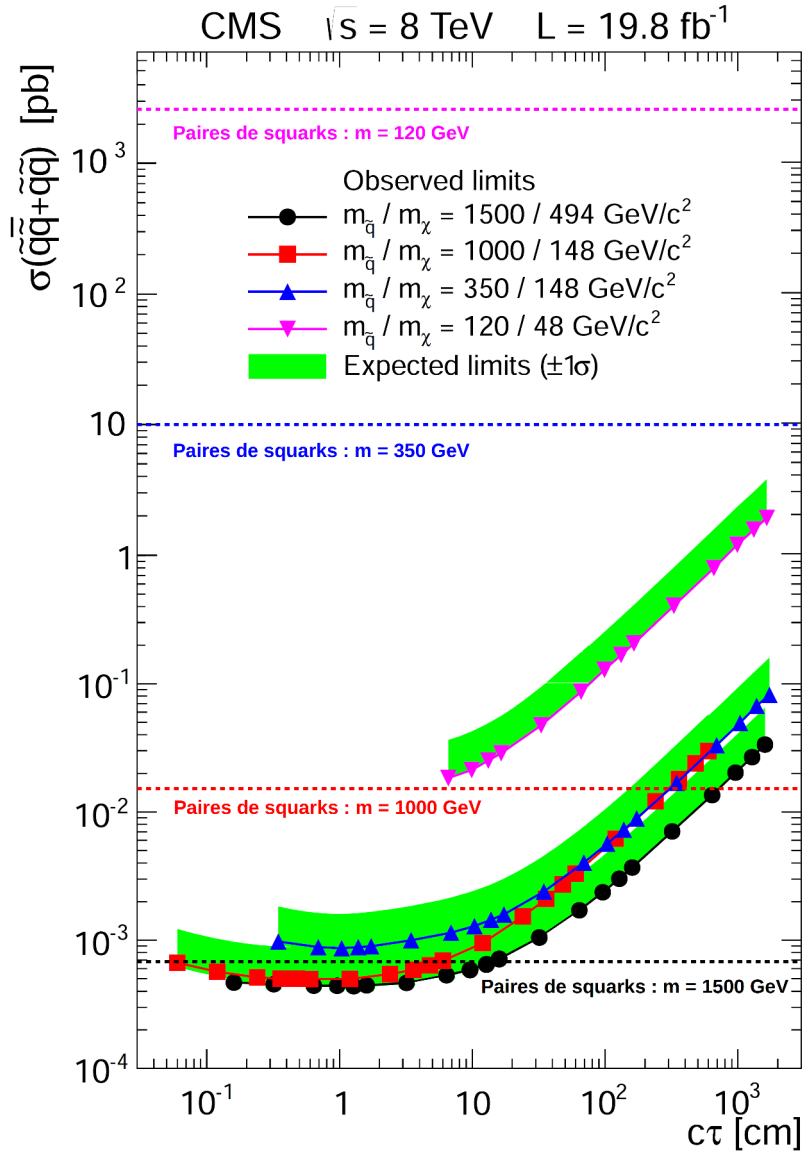


FIGURE 6.38 – Limites hautes (niveau de confiance de 95%) sur la section efficace de production d’une paire de squarks. Le rapport d’embranchement  $\tilde{q} \rightarrow \chi_1^0 \rightarrow e^\pm \mu^\mp \nu_{e/\mu}$  utilisé est  $B = 0.5$ . Le graphique est rigoureusement identique à celui de la figure 6.37, mais les limites obtenues sont ici mises en perspectives avec les sections efficaces de production d’une paire de squarks dans le MSSM, pour différentes masses, calculées au niveau NLO+NLL. Les incertitudes associées à ces sections efficaces, non présentées sur le graphique, sont de l’ordre de 15 %.

$M_{\tilde{q}} = 1000 \text{ GeV}$ $M_{\tilde{\chi}^0} = 148 \text{ GeV}$ $\sigma_{\tilde{q}\tilde{q}} = 1.4 \cdot 10^{-2} \text{ pb}$	
$c\tau$ (cm)	95% C.L. Limite haute (pb)
0.06	$6.20 \cdot 10^{-04}$
0.12	$5.23 \cdot 10^{-04}$
0.24	$4.68 \cdot 10^{-04}$
0.36	$4.57 \cdot 10^{-04}$
0.48	$4.56 \cdot 10^{-04}$
0.6	$4.54 \cdot 10^{-04}$
1.2	$4.55 \cdot 10^{-04}$
2.4	$5.00 \cdot 10^{-04}$
3.6	$5.45 \cdot 10^{-04}$
4.8	$5.93 \cdot 10^{-04}$
6.0	$6.49 \cdot 10^{-04}$
12.0	$9.08 \cdot 10^{-04}$
24.0	$1.49 \cdot 10^{-03}$
36.0	$2.06 \cdot 10^{-03}$
48.0	$2.68 \cdot 10^{-03}$
60.0	$3.26 \cdot 10^{-03}$
120.0	$6.15 \cdot 10^{-03}$
240.0	$1.20 \cdot 10^{-02}$
360.0	$1.80 \cdot 10^{-02}$
480.0	$2.39 \cdot 10^{-02}$
600.0	$2.98 \cdot 10^{-02}$

TABLE 6.17 – Limites Hautes obtenues à un niveau de confiance de 95% sur la section efficace de production d'une paire de squarks de 1 TeV.

$M_{\tilde{q}} = 1500 \text{ GeV}$ $M_{\tilde{\chi}^0} = 494 \text{ GeV}$ $\sigma_{\tilde{q}\tilde{q}} = 6.7 \cdot 10^{-4} \text{ pb}$	
$c\tau$ (cm)	95% C.L. Limite haute (pb)
0.16	$4.19 \cdot 10^{-04}$
0.32	$4.08 \cdot 10^{-04}$
0.64	$3.97 \cdot 10^{-04}$
0.96	$3.96 \cdot 10^{-04}$
1.28	$3.93 \cdot 10^{-04}$
1.6	$4.00 \cdot 10^{-04}$
3.2	$4.20 \cdot 10^{-04}$
6.4	$4.89 \cdot 10^{-04}$
9.6	$5.44 \cdot 10^{-04}$
12.8	$6.07 \cdot 10^{-04}$
16.0	$6.73 \cdot 10^{-04}$
32.0	$1.00 \cdot 10^{-03}$
64.0	$1.67 \cdot 10^{-03}$
96.0	$2.32 \cdot 10^{-03}$
128.0	$2.97 \cdot 10^{-03}$
160.0	$3.64 \cdot 10^{-03}$
320.0	$7.00 \cdot 10^{-03}$
640.0	$1.34 \cdot 10^{-02}$
960.0	$2.02 \cdot 10^{-02}$
1280.0	$2.67 \cdot 10^{-02}$
1600.0	$3.35 \cdot 10^{-02}$

TABLE 6.18 – Limites Hautes obtenues à un niveau de confiance de 95% sur la section efficace de production d'une paire de squarks de 1.5 TeV.

## Sensibilité à d'autres couplages $\lambda$

L'analyse développée devrait d'ores et déjà être sensible aux deux autres couplages permettant une désintégration du neutralino en un état final comprenant un électron et un muon :  $\lambda_{132}$  et  $\lambda_{231}$ . Cependant, ainsi qu'évoqué dans la section 5.5.3, le deuxième état final possible pour ces couplages est un état final comprenant soit un muon et un lepton tau ( $\lambda_{132}$ ), soit un électron et un lepton tau ( $\lambda_{231}$ ).

La stratégie *trigger* mise en place demeure pertinente, puisqu'en se plaçant à nouveau dans l'hypothèse de neutralinos produits par paires, l'activation de ces deux couplages se traduirait par la présence d'un minimum de deux muons, ou de deux électrons, dans l'état final. À partir des résultats sur les efficacités de *trigger* montrés dans les tableaux 6.3 à 6.6, on peut obtenir une estimation naïve de l'évolution de l'efficacité dans le cas d'un signal où les couplages  $\lambda_{132}$  et  $\lambda_{231}$  sont activés. Le détail de cette estimation est donné dans l'annexe B.

On considère le cas où ces deux couplages sont investigués séparément, en utilisant deux productions distinctes : l'une pour  $\lambda_{132}$ , l'autre pour  $\lambda_{231}$ . Les efficacités de *trigger* attendues sont respectivement de 60 et 68 %, pour un scénario où le squark a une masse de 1500 TeV, et le neutralino une masse de 148 GeV. En considérant que le reste de la sélection devrait être d'une efficacité comparable, on peut s'attendre à une perte d'efficacité globale d'environ 30 % par rapport au cas des couplages  $\lambda_{121}$  et  $\lambda_{122}$ .

## Ré-interprétation dans le cadre d'autres modèles de Nouvelle Physique

Des résultats moins dépendants du modèle considéré, le MSSM, pourraient être obtenus en calculant une efficacité tenant compte de l'acceptance du détecteur. En l'occurrence, il s'agirait de n'utiliser que les événements de signal pour lesquels les deux neutralinos, et leur produits de désintégration, satisfont :

- Longueur de désintégration transverse  $L_{xy} < 50$  cm
- Leptons :  $|\eta| < 2$
- Electrons :  $p_T > 25$  GeV
- Muons :  $p_T > 26$  GeV

Les valeurs des efficacités de sélection seraient alors supérieures. L'intérêt d'une telle procédure est qu'elle constitue une approche beaucoup moins dépendante du modèle. En effet, on ne mesure plus ici une probabilité d'existence du modèle considéré, mais une probabilité de détection d'un électron et d'un muon issus de la désintégration d'une particule à long temps de vie (pour une section efficace fixée).

L'interprétation des résultats dans une autre perspective que celle du MSSM serait alors simplifiée. Cependant, dans notre cas, cette possibilité reste malgré tout très limitée, du fait que notre analyse n'est sensible qu'aux événements contenant trois leptons chargés, ce qui réduit le nombre de modèles potentiellement compatibles.



## Perspectives à 13 TeV

À partir de 2015, le LHC délivrera les premières collisions proton-proton à 13 TeV. Cette nouvelle énergie aura pour effet d'augmenter de manière significatives les sections efficaces de production de phénomènes de nouvelle physique. Ainsi, la production de paires de squarks d'une masse de 1 TeV augmentera approximativement d'un facteur 14, tandis qu'il est prédit que la production de paires de squarks d'une masse de 1.5 TeV augmente d'un facteur 40 environ [94]. Bien entendu, on s'attend également à une augmentation importante des sections efficaces pour les sources de bruit de fond.

Les nouvelles données enregistrées par CMS permettront une sensibilité accrue à la Nouvelle Physique transcendantale, si celle-ci se trouve à des échelles d'énergies de l'ordre du TeV, et apporteront de nombreuses réponses. Cependant, de nouvelles difficultés apparaîtront à plus haute énergie, la première étant l'augmentation du taux d'événements d'empilement.

L'avenir à 13 TeV de l'analyse présentée dans cette thèse est fortement liée à la configuration des *triggers* de CMS. Avec l'augmentation des seuils en impulsion transverse de l'ensemble des *triggers*, il semble indispensable que, pour qu'une telle analyse puisse être rééditée à 13 TeV, un *trigger* dédié à la sélection d'événements contenant un électron et un muon déplacés soit développé.

En outre, l'inclusion des traces déplacés dans l'identification des électrons par l'algorithme de *Particle Flow* nous permettrait de bénéficier d'une identification optimisée ayant pour effet une augmentation nette de l'efficacité de sélection de notre signal.

# Conclusions

La première partie de ce travail de thèse a été dédiée à l’alignement du trajectographe du détecteur CMS, et plus particulièrement au développement d’un outil permettant la détection de certaines déformations globales, appelées *Weak Modes*, pour lesquelles les méthodes standards d’alignement se montrent peu efficaces. L’objectif fixé était de disposer d’un moyen de quantification d’éventuelles déformations affectant la coordonnée azimutale (angle  $\phi$ ) des modules du trajectographe, déformations désignés par les termes de « Torsion » et de « Rotation de Couches ».

À partir du biais introduit par ces déformation sur la mesure de l’impulsion transverse des électrons, et grâce au calorimètre électromagnétique, fournissant une mesure de l’énergie transverse indépendante de la charge et du trajectographe, le rapport  $E/p$  a pu être utilisé afin de développer un outil sensible à ce type de *Weak Modes*.

À l’aide de simulations Monte-Carlo, la sensibilité de l’outil à des déformations d’une amplitude de l’ordre de  $1 \mu\text{rad}/\text{cm}$  a été mise en évidence. L’outil a en outre été utilisé pour la validation des données prises en 2012, prouvant qu’aucune Torsion ou Rotation de Couches n’était présente dans le trajectographe au cours de cette période. L’outil a été intégré au programme officiel utilisé par la collaboration CMS, et sera utilisé, au redémarrage du LHC en 2015, pour la validation des nouvelles données à 13 TeV. Il a en outre fait l’objet de la publication d’une note interne (CMS-DP-2014-019).

La seconde partie de cette thèse a consisté à rechercher, au sein des données collectées par l’expérience CMS en 2012, les manifestations de l’existence de particules neutres, massives, et à long temps de vie, via leur désintégration en un électron et un muon.

Bien qu’intéressante au delà du cadre d’un modèle de Nouvelle Physique précis, ce travail a été abordé dans le cadre du modèle supersymétrique MSSM avec violation de parité R. Les événements Monte-Carlo utilisés pour la simulation du signal correspondaient ainsi en une production de paires de squarks, aboutissant à la production de deux Neutralinos par un processus de cascade. La désintégration leptonique du Neutralino s’effectuait ensuite par le biais des couplages  $\lambda_{121}$  et  $\lambda_{122}$ , dont la valeur définit la longueur de désintégration moyenne. Quatre échantillons de signal ont été utilisés, pour différentes combinaisons des masses des squarks et des Neutralinos.

La difficulté de cette recherche résidait avant tout dans le caractère non standard de la reconstruction d’électrons et de muons déplacés. Ainsi, l’efficacité obtenue s’est trouvée limitée par l’absence de *triggers* dédié au signal recherché, et par la chute de l’efficacité de trajectographie pour des leptons produits en un point éloigné du point de collision proton-proton.

Une stratégie a ainsi été définie afin d’utiliser avantageusement les *triggers* existants pour des analyses recherchant des désintégrations déplacées en deux muons ou deux élec-

trons. La seconde phase de l'analyse a consisté à définir une stratégie d'identification propre aux électrons et aux muons déplacés, respectivement. Enfin, à partir des leptons sélectionnés, un vertex commun a été recherché et des candidats « dileptons » (électron-muon) ont pu être reconstruits. Des critères de sélection supplémentaire, notamment lié au déplacement par rapport au vertex primaire, ont été définis.

Les différents critères de sélection ont été obtenus en comparant les distributions des événements de signal avec les distributions d'événements de bruit de fond obtenus par simulation Monte-Carlo. Le niveau bruit de fond attendu a quant à lui été estimé à partir des données, en définissant une région de contrôle pertinente.

Aucun candidat n'a été observé dans les données 2012 à 8 TeV, tandis qu'aucun événement de bruit de fond n'était attendu. En prenant en compte l'évolution des efficacités de sélection en fonction de la longueur de désintégration du Neutralino, une procédure de repondération a permis d'estimer le nombre d'événements attendus pour différentes valeur du paramètre  $c\tau$ . Des limites sur la section efficace de production d'une paires de squarks dans le cadre du MSSM avec violation de parité R ont ainsi pu être dérivées, en fonction de la longueur de désintégration du neutralino, à un niveau de confiance de 95 %. Les squarks d'une masse de 1 TeV sont exclus pour des neutralinos de 148 GeV et de temps de vie moyen compris entre 0.06 et 240 cm. Les squarks d'une masse de 1.5 TeV sont exclus pour des neutralinos de 148 GeV et de temps de vie moyen compris entre 0.16 et 12.8 cm.

Avec les collisions à 13 TeV prévues pour le printemps 2015, la sensibilité de l'analyse pourrait être significativement accrue. Les pistes d'amélioration principales concernent en particulier l'inclusion des traces déplacées dans la reconstruction des électrons et des muons, et le développement d'un *trigger* dédié à ce signal.

# Annexe A

## Reconstruction des vertex et de la région d'interaction

### A.1 Vertex

La reconstruction des vertex vise à déterminer le plus précisément possible la position des différents vertex d'interaction proton-proton produits lors des collisions. Celle du vertex primaire, à l'origine du processus de physique qui nous intéresse, mais également celles de l'ensemble des vertex d'empilement, correspondant à des collisions de moindre énergies. La reconstruction des vertex se fait en trois étapes.

Tout d'abord, une sélection des traces est effectuée. Seules les traces de bonne qualité sont conservées, en appliquant des coupures sur le nombre de coups dans les détecteurs à pixels et à micropistes, et le  $\chi^2$  normalisé de l'ajustement final. Afin de s'assurer que la trace a bien été directement produite par une collision entre protons, et non au sein d'un vertex déplacé, une coupure sur la signifiante paramètre d'impact transverse calculé par rapport à la région d'interaction est également appliquée. En revanche, aucun seuil minimal n'est imposé sur l'impulsion transverse, de façon à maintenir une bonne efficacité de reconstruction même pour les vertex d'empilement.

Une fois les traces sélectionnées, il convient de regrouper celles qui semblent provenir d'un même vertex. La compatibilité de leur origine est évaluée en utilisant la coordonnée  $z$  de leur point d'approche minimal de la région d'interaction, dont la position est calculée grâce à une extrapolation « vers l'arrière » des paramètres de la trace. À l'aide de ces informations, l'algorithme DA (*Deterministic Annealing*) [95] va déterminer le nombre de vertex, et le nombre de traces associées à chacun d'eux.

La reconstruction de la position est ensuite réalisée pour chaque vertex contenant un minimum de deux traces, au moyen d'un algorithme « d'ajustement adaptatif du vertex » (*adaptive vertex fitter*) [96]. Il extrapole d'abord linéairement les traces, puis détermine le point qui minimise la somme des distances à l'ensemble des traces extrapolées. À partir de ce point initial, une minimisation du  $\chi^2$  de l'ajustement entre une trace et le vertex est réalisée itérativement, trace après trace, jusqu'à obtenir une convergence sur la position du vertex, ou jusqu'à ce que le seuil du nombre d'itérations maximal soit atteint. La particularité de cet algorithme de reconstruction de vertex est qu'il attribue un poids compris entre 0 et 1 à chaque trace utilisée dans l'ajustement, en fonction de la compatibilité de la trace avec la position initiale du vertex. Le résultat de l'algorithme

donne non seulement la position du vertex, mais également la matrice de covariance associée, le nombre de degré de liberté de l’ajustement, et le  $\chi^2$  global de cet ajustement.

La résolution sur la position du vertex primaire est obtenue à partir des données et des simulations Monte-Carlo. Une méthode dite de « séparation » est utilisée. Pour un vertex donné, les traces associées sont d’abord réparties en deux sous groupes contenant le même nombre de trace (à une trace près). Cette répartition est faite de telle sorte que les deux sous groupes aient des traces d’impulsions transverses comparables [97]. La procédure de reconstruction de la position du vertex décrite plus haut est ensuite appliquée pour chacun des sous ensembles. Les différences entre les positions des deux vertex ainsi obtenus permettent de déterminer les résolutions pour chaque coordonnée. Les résultats obtenus sur les premières collisions à 7 TeV en 2010 son présentés dans la figure A.1. Les données sont collectées avec un système de déclenchement simplifié, activé par la seule présence d’un faisceau, de façon à sélectionner des collisions produisant des traces de faible impulsion transverse [97]. Les événement composés de ce type de collisions sont appelés « *minimum-bias* ».

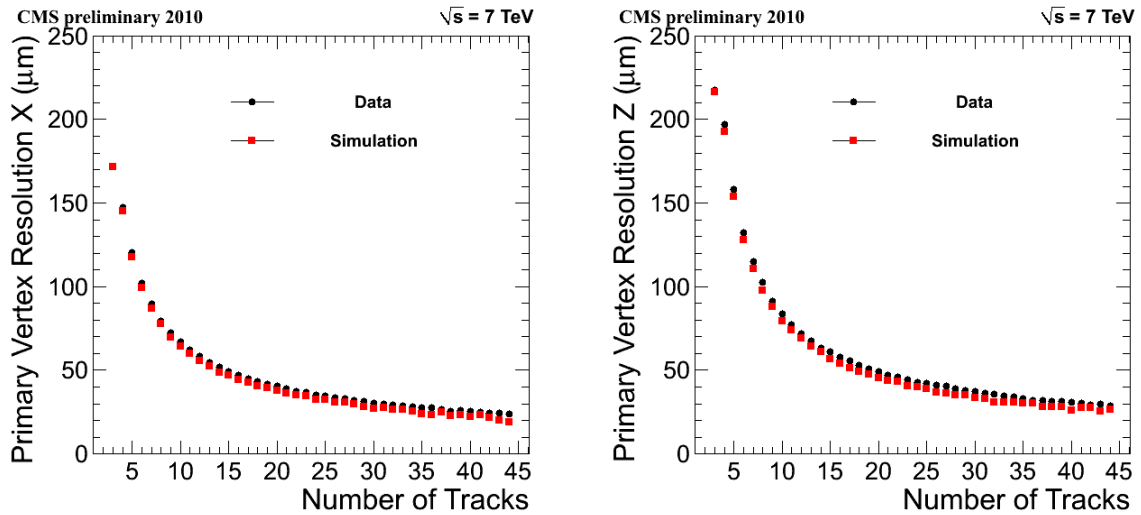


FIGURE A.1 – Résolution sur la position du vertex primaire en  $x$  (à gauche) et  $z$  (à droite), pour les premières données *minimum-bias* 2010 à 7 TeV, et la simulation Monte-Carlo.

L’efficacité de reconstruction des vertex est également estimée sur le principe de la méthode de séparation. Les traces sont une nouvelle fois séparées en deux groupes d’impulsions transverses comparables, mais le nombre de traces dans chaque sous groupe n’est pas identique, l’un contenant les 2 tiers des traces, l’autre le tier restant. Une méthode de *tag and probe* est employé. Le sous groupe contenant le plus de traces, et dont la probabilité d’aboutir à une reconstruction satisfaisante est supérieure, joue le rôle de référence. À partir des vertex pour lesquels ce vertex de référence a été correctement reconstruit, on estime l’efficacité de reconstruction comme la probabilité que le deuxième sous groupe aboutisse également à la reconstruction d’un vertex. La figure A.2 montre les résultats obtenus sur les données *minimum-bias* 2011 à 7 TeV, et la simulation Monte-Carlo. Le nombre de traces correspond au nombre de traces présentes dans le second sous groupe.

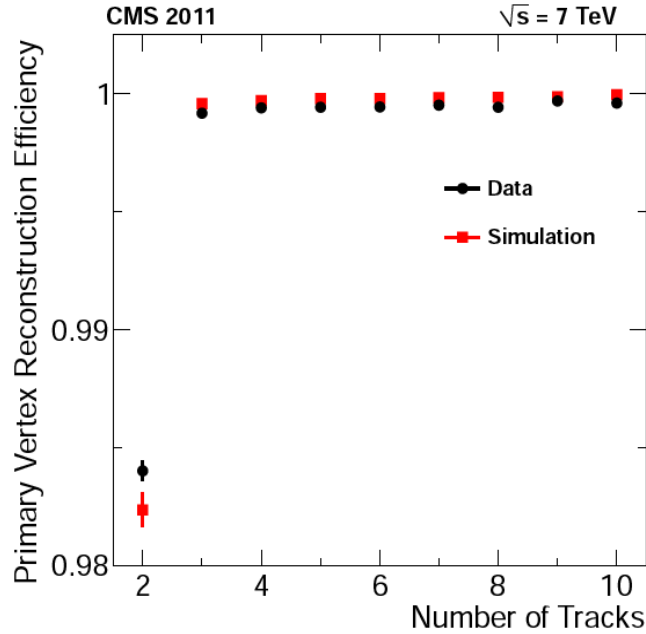


FIGURE A.2 – Efficacités de reconstruction du vertex primaire en fonction du nombre de traces, pour les données *minimum-bias* 2011 à 7 TeV, et la simulation Monte-Carlo.

Pour finir, il est utile de mentionner également l’existence d’une reconstruction des vertex simplifiée et plus rapide, et qui utilise uniquement les informations fournies par les détecteurs à pixel. On reconstruit alors ce que l’on appelle des « vertex de pixel », qui seront notamment utilisé dans la génération des graines, ou au niveau HLT du système de déclenchement [31].

## A.2 Région d’interaction

La région d’interaction correspond, comme son nom l’indique, à la zone en 3 dimension dans laquelle vont avoir lieu la majorité des interactions proton-proton produites par le LHC. Elle n’est pas estimée événement par événement, mais est obtenue à partir d’une moyenne sur la position des vertex primaires reconstruits pour un ensemble d’événements. Une estimation de sa position, qui correspond au centre de cette zone en 3 dimensions, est effectuée pour chaque « section de luminosité », c’est à dire toutes les 23 secondes.

La position de la région d’interaction est déterminée à partir des vertex primaires et des traces associées selon une technique décrite dans la référence [31]. Cette position est particulièrement utilisée dans la reconstruction des traces, puisqu’elle permet d’appliquer une contrainte liée à l’origine avant même que le vertex primaire ne soit reconstruit.



# Annexe B

## Sensibilité de l'analyse aux couplages $\lambda_{132}$ et $\lambda_{231}$

Cette section se propose de donner une première estimation de la sensibilité de l'analyse dans le cas des couplages  $\lambda_{132}$  et  $\lambda_{231}$ . Le meilleur moyen d'obtenir cette estimation serait la production d'événements Monte-Carlo. Faute de temps pour réaliser cette production, il est néanmoins possible d'utiliser les résultats déjà obtenus pour évaluer grossièrement les variations d'efficacité attendues.

En effet, ces couplages conduisent également à la possibilité d'observer la désintégration d'un neutralino à long temps de vie en un électron, un muon, et un neutrino. On s'attend à une différence d'efficacité au niveau de la sélection des événements par le *trigger*, due au fait que, pour ces couplages, la seconde désintégration possible pour le neutralino fait intervenir un lepton tau, et non deux muons ou deux électrons comme dans l'analyse présentée dans la thèse.

Pour estimer la variation d'efficacité, on se place à nouveau dans l'hypothèse d'une production d'une paire de neutralinos par désintégration en cascade d'une paire de squarks. On considérera indépendamment les couplages  $\lambda_{132}$  et  $\lambda_{231}$ . Les détails de l'estimation seront donnés dans le cas du couplage  $\lambda_{231}$  uniquement, mais le procédé est exactement semblable pour le couplage  $\lambda_{132}$ .

De plus, on se place dans le scénario de masse pour lequel la masse du squark vaut 1.5 TeV et la masse du neutralino vaut 494 GeV. Ce dernier étant le scénario dans lequel les leptons émis sont les plus énergétiques, c'est celui pour lequel l'efficacité de *trigger* est la plus haute.

Les états finaux possibles pour le neutralino dans le cas du couplage  $\lambda_{231}$ , en terme de leptons chargés, sont présentés dans la figure B.1. Il est tenu compte de l'instabilité du lepton tau, qui se désintègre soit vers un lepton de plus faible masse (et deux neutrinos), soit vers un état hadronique, selon les rapports d'embranchement indiqués en vert sur la figure (arrondis au pour cent près). Le rapport d'embranchement du neutralino en un électron et un tau, ou en un électron et un muon, est quant à lui pris égal à 50 %.

Parmi toutes les combinaisons possibles d'états finaux, on ne retient que celles pour lesquelles au moins l'un des neutralinos se désintègre « directement » vers un état final comprenant un électron et un muon, sans passer par un tau. En terme de leptons chargés dans l'état final, on obtient 3 cas distincts, présentés dans le tableau de la figure B.2. Le cas où l'état final est composé de deux muons et deux électrons tient compte de la



possibilité que l'un des muons soit issu de la désintégration d'un tau.

En utilisant les résultats sur les efficacités de *trigger* obtenues pour l'analyse menée dans cette thèse, on peut estimer les efficacités attendues dans le cas des couplages  $\lambda_{231}$ . Le tableau B.1 montre ces efficacités pour les états finaux communs aux deux signaux. Sans tenir compte du fait qu'un lepton issu de la désintégration d'un tau aura une énergie moindre<sup>1</sup>, on peut simplement dériver les efficacités à partir de ce tableau. En particulier, l'efficacité du trigger diphoton dans le cas où l'état final comporte deux électrons potentiellement déplacés peut être interprétée comme l'efficacité attendue dans le cas où l'état final comporte deux électrons, un muon, et un tau hadronique. Dans le cadre des hypothèses mentionnées, on somme la proportion d'événements attendus après *trigger* pour chaque état final, ainsi qu'indiqué dans le tableau de la figure B.2. Le résultat constitue une estimation de l'efficacité attendue. Pour le couplage  $\lambda_{231}$ , elle est de 68 %. Pour le couplage  $\lambda_{132}$ , elle est de 60 %. Ce qui correspond à une perte d'efficacité de respectivement 27 et 36 % par rapport à l'analyse menée sur les couplages  $\lambda_{121}$  et  $\lambda_{122}$ .

Enfin, une fois les événements sélectionnés par le *trigger*, les efficacités de sélection d'un candidat dilepton composé d'un électron et d'un muon (issus du même neutralino, sans tau intermédiaire) s'appliquent et devraient donner des résultats très similaires.

Trigger	Leptons dans l'état final	
	$e\mu + ee$	$e\mu + e\mu$
DiPhoton	97.4% $\pm$ 0.3	<b>84.2% <math>\pm</math> 0.9</b>
DiPhoton OU DiMuon	<b>97.4% <math>\pm</math> 0.3</b>	<b>93.9% <math>\pm</math> 0.5</b>

TABLE B.1 – Efficacités de sélection trigger pour des événements Monte-Carlo où le neutralino se désintègre par couplage  $\lambda_{121}$  et  $\lambda_{122}$ , pour le scénario de masse  $M_{\tilde{q}} = 1500$  GeV et  $M_{\tilde{\chi}^0} = 494$  GeV. Les états finaux présentés sont également rencontrés dans le cas du couplage  $\lambda_{231}$ , et les efficacités correspondantes peuvent être réutilisées, dans l'hypothèse simplificatrice d'une cinématique comparable.

---

1. hypothèse simplificatrice mais acceptable dans la mesure où le tau émis a un  $p_T$  de 230 GeV en moyenne

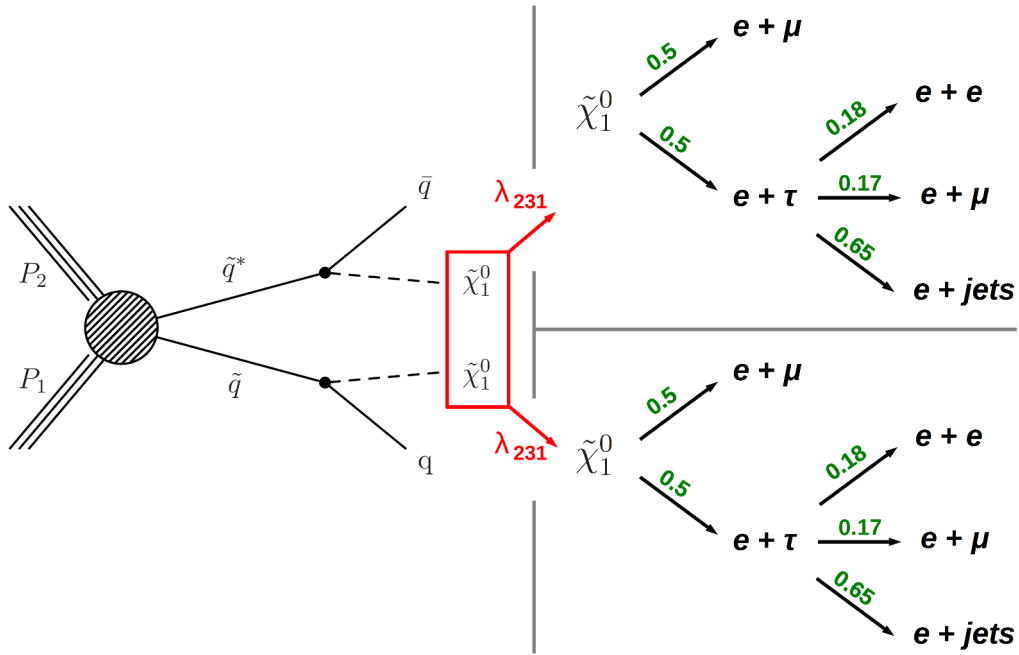


FIGURE B.1 – Désintégration par les couplages  $\lambda_{231}$  d'une paire de neutralino issus de la désintégration en cascade d'une paire de squarks. Les deux canaux de désintégration possibles, un électron et un muon, ou un électron et un tau, sont pris avec un rapport d'embranchement de 50 %. Les rapport d'embranchement sont notés en vert sur la figure. Une fois produit, le tau se désintègre à son tour, soit hadroniquement, dans 65 % des cas, soit leptoniquement, en un électron et deux neutrinos (18 %), ou en un muon et deux neutrino (17 %). Les différents états finaux possibles, en terme de leptons chargés, sont donc présentés dans la figure. Les neutrinos, qui ne sont pas pris en compte dans l'analyse, sont omis.

**Proportion d'événements attendus par type d'état final**

$e + \mu$ & $e + \mu$	$e + \mu$ & $e + e$	$e + \mu$ & $e + jets$
$0.5 \times 0.5$ $+ 0.5 \times 0.5 \times 0.17 \times 2$	$0.5 \times 0.5 \times 0.18 \times 2$	$0.5 \times 0.5 \times 0.65 \times 2$
<b>0.34</b> (Générés)	<b>0.09</b> (Générés)	<b>0.32</b> (Générés)
 Efficacité trigger : 93.9 %	 Efficacité trigger : 97.4 %	 Efficacité trigger : 84,2 %
↓↓ <b>0.32</b> (Sélectionnés)	↓↓ <b>0.09</b> (Sélectionnés)	↓↓ <b>0.27</b> (Sélectionnés)

FIGURE B.2 – Prévisions du nombre attendu d'événements générés et sélectionnés par le *trigger* « *DiPhoton* et/ou *DiMuon* », pour différents états finaux pour lesquels l'un au moins des neutralinos se désintègre vers un état final comprenant un électron et un muon.

# Bibliographie

- [1] Serguei Chatrchyan et al. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys.Lett.*, B716 :30–61, 2012.
- [2] Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the lhc. *Physics Letters B*, 716(1) :1–29, 2012.
- [3] Francis Halzen and Alan Martin. *Quarks and Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*. Wiley, Reading, Massachusetts, 1984.
- [4] S.L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl.Phys.*, 22 :579–588, 1961.
- [5] F. Englert and R. Brout. Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :321–323, Aug 1964.
- [6] Peter W. Higgs. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :508–509, Oct 1964.
- [7] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble. Global conservation laws and massless particles. *Phys. Rev. Lett.*, 13 :585–587, Nov 1964.
- [8] V.C. Rubin, N. Thonnard, and Jr. Ford, W.K. Rotational properties of 21 SC galaxies with a large range of luminosities and radii, from NGC 4605 R = 4kpc to UGC 2885 R = 122 kpc. *Astrophys.J.*, 238 :471, 1980.
- [9] J.P. Dietrich, N. Werner, D. Clowe, A. Finoguenov, T. Kitching, L. Miller, and A. Simionescu. A filament of dark matter between two clusters of galaxies. *Nature*, 487 :202–204, 2012.
- [10] Richard Massey, Thomas Kitching, and Johan Richard. The dark matter of gravitational lensing. *Reports on Progress in Physics*, 73(8) :086901, 2010.
- [11] A.D. Sakharov. Violation of CP Invariance, c Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe. *Pisma Zh.Eksp.Teor.Fiz.*, 5 :32–35, 1967.
- [12] Mark Trodden. Electroweak baryogenesis. *Rev. Mod. Phys.*, 71 :1463–1500, Oct 1999.
- [13] Y. Fukuda et al. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys.Rev.Lett.*, 81 :1562–1567, 1998.
- [14] Q.R. Ahmad et al. Measurement of the rate of  $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$  interactions produced by  $^8B$  solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory. *Phys.Rev.Lett.*, 87 :071301, 2001.
- [15] Stephen P. Martin. A Supersymmetry primer. *Adv.Ser.Direct.High Energy Phys.*, 21 :1–153, 2010.

- [16] Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos, and G.R. Dvali. The Hierarchy problem and new dimensions at a millimeter. *Phys.Lett.*, B429 :263–272, 1998.
- [17] N. Arkani-Hamed, A.G. Cohen, E. Katz, and A.E. Nelson. The Littlest Higgs. *JHEP*, 0207 :034, 2002.
- [18] Martin Schmaltz. The Simplest little Higgs. *JHEP*, 0408 :056, 2004.
- [19] Martin Schmaltz and David Tucker-Smith. Little Higgs review. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, 55 :229–270, 2005.
- [20] David B. Kaplan, Howard Georgi, and Savas Dimopoulos. Composite Higgs Scalars. *Phys.Lett.*, B136 :187, 1984.
- [21] Christopher T. Hill and Elizabeth H. Simmons. Strong dynamics and electroweak symmetry breaking. *Phys.Rept.*, 381 :235–402, 2003.
- [22] R. N. Mohapatra and J. C. Pati. "natural" left-right symmetry. *Phys. Rev. D*, 11 :2558–2561, May 1975.
- [23] <http://cms.web.cern.ch/>.
- [24] <http://atlas.ch/>.
- [25] <http://aliceinfo.cern.ch>.
- [26] <http://lhcb.web.cern.ch>.
- [27] CMS collaboration. Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC. *Phys.Lett.*, B716 :30–61, 2012.
- [28] <http://cds.cern.ch/record/455985/files/p291.pdf>.
- [29] CMS Collaboration. Precise mapping of the magnetic field in the cms barrel yoke using cosmic rays. *Journal of Instrumentation*, 5(03) :T03021, 2010.
- [30] CMS collaboration. Measurement of the cms magnetic field. *Journal of Instrumentation*, 5, March 2010.
- [31] Serguei Chatrchyan et al. Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker. *JINST*, 9(10) :P10009, 2014.
- [32] CMS collaboration.
- [33] Rémi Chipaux. *Scintillateurs et autres détecteurs optiques de particules*, 2011. Habilitation à diriger des recherches, University Pierre et Marie Curie, Paris VI.
- [34] Christian Wolfgang Fabjan and F Gianotti. Calorimetry for Particle Physics. *Rev. Mod. Phys.*, 75(CERN-EP-2003-075) :1243–1286. 96 p, Oct 2003.
- [35] M Bontenackels. The CMS Muon Spectrometer. Technical Report CMS-CR-2005-020, CERN, Geneva, Sep 2005.
- [36] CMS Collaboration. Performance of the cms drift tube chambers with cosmic rays. *Journal of Instrumentation*, 5(03) :T03015, 2010.
- [37] CMS collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. The Compact Muon Solenoid experiment. *J. Instrum.*, 3 :S08004. 361 p, 2008. Also published by CERN Geneva in 2010.
- [38] M Giffels, Y Guo, V Kuznetsov, N Magini, and T Wildish. The cms data management system. *Journal of Physics : Conference Series*, 513(4) :042052, 2014.

- [39] Florian Beaudette. The CMS Particle Flow Algorithm. pages 295–304, 2014.
- [40] H.Chr. Kästli, M. Barbero, W. Erdmann, Ch. Hörmann, R. Horisberger, D. Kotlinski, and B. Meier. Design and performance of the cms pixel detector readout chip. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 565(1) :188 – 194, 2006.
- [41] M. Swartz. Cms pixel simulations. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 511(1–2) :88 – 91, 2003. Proceedings of the 11th International Workshop on Vertex Detectors.
- [42] V. Chiochia, M. Swartz, D. Bortoletto, Lucien Cremaldi, S. Cucciarelli, A. Dorokhov, C. Hormann, Dongwook Kim, M. Konecki, D. Kotlinski, K. Prokofiev, C. Regenfus, T. Rohe, D.A. Sanders, S. Son, and T. Speer. Simulation of heavily irradiated silicon pixel sensors and comparison with test beam measurements. *Nuclear Science, IEEE Transactions*, 52 :1067–1075, 2005.
- [43] M.J. French, L.L. Jones, Q. Morrissey, A. Neviani, R. Turchetta, J. Fulcher, G. Hall, E. Noah, M. Raymond, G. Cervelli, P. Moreira, and G. Marseguerra. Design and results from the apv25, a deep sub-micron cmos front-end chip for the cms tracker. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 466(2) :359–365, 2001.
- [44] D Giordano and G Sguazzoni. Cms reconstruction improvements for the tracking in large pile-up events. *Journal of Physics : Conference Series*, 396(2) :022044, 2012.
- [45] The CMS collaboration. Performance of cms muon reconstruction in pp collision events at  $\sqrt{s} = 7$  tev. *Journal of Instrumentation*, 7(10) :P10002, 2012.
- [46] S. Baffioni, C. Charlot, F. Ferri, D. Futyan, P. Meridiani, et al. Electron reconstruction in CMS. *Eur.Phys.J.*, C49 :1099–1116, 2007.
- [47] Emilio Meschi, T Monteiro, Christopher Seez, and Pratibha Vikas. Electron Reconstruction in the CMS Electromagnetic Calorimeter. Technical Report CMS-NOTE-2001-034, CERN, Geneva, Jun 2001.
- [48] H. Bethe and W Heitler. On the stopping of fast particles and the creation of positive electrons. *Proc. Roy. Soc. London*, A146 :83–112, 1934.
- [49] R Frühwirth. A gaussian-mixture approximation of the bethe–heitler model of electron energy loss by bremsstrahlung. *Computer Physics Communications*, 154(2) :131–142, 2003.
- [50] W Adam, R Frühwirth, A Strandlie, and T Todorov. Reconstruction of electrons with the gaussian-sum filter in the cms tracker at the lhc. *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 31(9) :N9, 2005.
- [51] M. Mulders et al. Muon identification in CMS. Technical Report CMS-AN-2008-098, CERN, 2008.
- [52] G. Abiendi et al. Muon Reconstruction in the CMS Detector. Technical Report CMS-AN-2008-097, CERN, 2008.
- [53] The CMS collaboration. Performance of cms muon reconstruction in pp collision events at  $\sqrt{s} = 7$  tev. *Journal of Instrumentation*, 7(10) :P10002, 2012.

- [54] Tapio Lampen, Nicola De Filippis, Frank-Peter Schilling, Alexander Schmidt, and Markus Weber. Comprehensive Set of Misalignment Scenarios for the CMS Tracker. Technical Report CMS-NOTE-2008-029, CERN, Geneva, Mar 2008.
- [55] The CMS collaboration. Alignment of the cms tracker with lhc and cosmic ray data. *Journal of Instrumentation*, 9(06) :P06009, 2014.
- [56] Jan Olzem. The laser alignment system of the CMS silicon strip tracker. *PoS, RD09* :013, 2009.
- [57] Volker Blobel and Claus Kleinwort. A New method for the high precision alignment of track detectors. pages URL–STR(9), 2002.
- [58] V. Blobel. Software alignment for tracking detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 566(1) :5 – 13, 2006. Proceedings of the 1st Workshop on Tracking in High Multiplicity Environments 1st Workshop on Tracking in High Multiplicity Environments.
- [59] Pekka Tapio Lampen. The Alignment of the CMS Silicon Tracker. Technical Report CMS-CR-2013-268, CERN, Geneva, Oct 2013.
- [60] Holger Enderle, Peter Schleper, Dieter Horns, Johannes Haller, and Thomas Schörner-Sadenius. *Momentum bias determination in the tracker alignment and first differential  $t\bar{t}$  cross section measurement at CMS*. PhD thesis, Hamburg U., 2012.
- [61] Tao Han, Zongguo Si, Kathryn M. Zurek, and Matthew J. Strassler. Phenomenology of hidden valleys at hadron colliders. *JHEP*, 0807 :008, 2008.
- [62] Lorenzo Basso, Alexander Belyaev, Stefano Moretti, and Claire H. Shepherd-Themistocleous. Phenomenology of the minimal B-L extension of the Standard model :  $Z'$  and neutrinos. *Phys.Rev.*, D80 :055030, 2009.
- [63] JoAnne L. Hewett, Ben Lillie, Manuel Masip, and Thomas G. Rizzo. Signatures of long-lived gluinos in split supersymmetry. *JHEP*, 0409 :070, 2004.
- [64] R. Barbier, C. Berat, M. Besancon, M. Chemtob, A. Deandrea, et al. R-parity violating supersymmetry. *Phys.Rept.*, 420 :1–202, 2005.
- [65] Ming-xing Luo, Hua-wen Wang, and Yong Xiao. Two loop renormalization group equations in general gauge field theories. *Phys.Rev.*, D67 :065019, 2003.
- [66] Savas Dimopoulos and David W. Sutter. The Supersymmetric flavor problem. *Nucl.Phys.*, B452 :496–512, 1995.
- [67] Super-Kamiokande Collaboration. Search for proton decay via  $p$  to  $e^+\pi^0$  and  $p$  to  $\mu^+\pi^0$  in a large water cherenkov detector.
- [68] Herbi K. Dreiner, Christoph Luhn, Hitoshi Murayama, and Marc Thormeier. Baryon triality and neutrino masses from an anomalous flavor U(1). *Nucl.Phys.*, B774 :127–167, 2007.
- [69] Galit Eyal and Yosef Nir. Lepton parity in supersymmetric flavor models. *JHEP*, 9906 :024, 1999.
- [70] Marc Chemtob. Phenomenological constraints on broken r parity symmetry in supersymmetry models. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 54(1) :71 – 191, 2005.

- [71] Yee Kao and Tatsu Takeuchi. Single-Coupling Bounds on R-parity violating Supersymmetry, an update. 2009.
- [72] Andre de Gouvea, Smaragda Lola, and Kazuhiro Tobe. Lepton flavor violation in supersymmetric models with trilinear R-parity violation. *Phys.Rev.*, D63 :035004, 2001.
- [73] Serguei Chatrchyan et al. Searches for light- and heavy-flavour three-jet resonances in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV. *Phys.Lett.*, B730 :193–214, 2014.
- [74] Serguei Chatrchyan et al. Search for new physics in events with same-sign dileptons and jets in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV. *JHEP*, 1401 :163, 2014.
- [75] Serguei Chatrchyan et al. Search for top squarks in R-parity-violating supersymmetry using three or more leptons and b-tagged jets. *Phys.Rev.Lett.*, 111(22) :221801, 2013.
- [76] Search for RPV supersymmetry with three or more leptons and b-tags. Technical Report CMS-PAS-SUS-12-027, CERN, Geneva, 2012.
- [77] Georges Aad et al. Search for supersymmetry in events with four or more leptons in  $\sqrt{s} = 8$  TeV pp collisions with the ATLAS detector. *Phys.Rev.*, D90 :052001, 2014.
- [78] Georges Aad et al. Search for long-lived, heavy particles in final states with a muon and multi-track displaced vertex in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector. *Phys.Lett.*, B719 :280–298, 2013.
- [79] A search for heavy long-lived sleptons using 16 fb<sup>-1</sup> of pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-CONF-2013-058, CERN, Geneva, Jun 2013.
- [80] Search for charginos nearly mass-degenerate with the lightest neutralino based on a disappearing-track signature in pp collisions at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector. Technical Report ATLAS-CONF-2013-069, CERN, Geneva, Jul 2013.
- [81] Search for long-lived particles decaying to final states that include dileptons. Technical Report CMS-PAS-EXO-12-037, CERN, Geneva, 2014.
- [82] Interpretation of Searches for Supersymmetry. Technical Report CMS-PAS-SUS-11-016, CERN, Geneva, 2012.
- [83] W. Beenakker, R. Hopker, and M. Spira. PROSPINO : A Program for the production of supersymmetric particles in next-to-leading order QCD. 1996.
- [84] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 0605 :026, 2006.
- [85] W. Beenakker, R. Hopker, M. Spira, and P.M. Zerwas. Squark and gluino production at hadron colliders. *Nucl.Phys.*, B492 :51–103, 1997.
- [86] R. Frühwirth, P. Kubinec, W. Mitaroff, and M. Regler. Vertex reconstruction and track bundling at the lep collider using robust algorithms. *Computer Physics Communications*, 96(2–3) :189–208, 1996.
- [87] Thomas Speer, Kirill Prokofiev, R Frühwirth, Wolfgang Waltenberger, and Pascal Vanlaer. Vertex Fitting in the CMS Tracker. Technical Report CMS-NOTE-2006-032, CERN, Feb 2006.



- [88] CMS Luminosity Based on Pixel Cluster Counting - Summer 2013 Update. Technical Report CMS-PAS-LUM-13-001, CERN, Geneva, 2013.
- [89] Absolute Calibration of the Luminosity Measurement at CMS : Winter 2012 Update. Technical Report CMS-PAS-SMP-12-008, CERN, Geneva, 2012.
- [90] Chang Liu and Norbert Neumeister. Reconstruction of cosmic and beam-halo muons. *Eur.Phys.J.*, C56 :449–460, 2008.
- [91] Studies of Tracker Material. Technical Report CMS-PAS-TRK-10-003, 2010.
- [92] Procedure for the LHC Higgs boson search combination in Summer 2011. Technical Report CMS-NOTE-2011-005. ATL-PHYS-PUB-2011-11, CERN, Geneva, Aug 2011.
- [93] Kyle Cranmer, George Lewis, Lorenzo Moneta, Akira Shibata, and Wouter Verkerke. HistFactory : A tool for creating statistical models for use with RooFit and RooStats. Technical Report CERN-OPEN-2012-016, New York U., New York, Jan 2012.
- [94] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/lhcphysics/susycrosssections>.
- [95] K. Rose. Deterministic annealing for clustering, compression, classification, regression, and related optimization problems. *Proceedings of the IEEE*, 86(11) :2210–2239, Nov 1998.
- [96] R Frühwirth, Wolfgang Waltenberger, and Pascal Vanlaer. Adaptive Vertex Fitting. Technical Report CMS-NOTE-2007-008, CERN, Geneva, Mar 2007.
- [97] Tracking and Primary Vertex Results in First 7 TeV Collisions. Technical Report CMS-PAS-TRK-10-005, CERN, 2010. Geneva, 2010.



**Christophe GOETZMANN**



# **Validation de l'alignement du trajectographe à l'aide des électrons, et recherche de particules à long temps de vie, dans l'expérience CMS au LHC**



## **Résumé**

Cette thèse de physique des particules a été effectuée dans le cadre de l'expérience CMS, auprès du collisionneur de protons LHC.

La première partie de mon travail porte sur le développement d'un algorithme utilisant les données enregistrées par CMS afin de détecter la présence de déformations particulières susceptibles d'affecter l'un de ses sous-détecteurs : le trajectographe. La méthode s'appuie sur le biais que ces déformations induisent dans la mesure de l'impulsion des électrons. Sa fiabilité a été prouvée par simulation Monte-Carlo. Elle a été utilisée pour la validation des données 2012.

La seconde partie de mon travail consiste en une analyse statistique des données de collisions prises par le détecteur CMS en 2012, à une énergie de 8 TeV, afin de mettre en évidence la présence de particules neutres et à long temps de vie se désintégrant en un électron et un muon. L'observation d'un tel processus constituerait une preuve de l'existence de nouvelle physique. En l'absence d'observation statistiquement significative, une méthode Bayésienne est utilisée pour interpréter ce résultat en terme de contraintes sur un modèle supersymétrique (MSSM).

Mots-clés: Physique des particules, LHC, CMS, Supersymétrie, Alignement

## **Summary**

This particle physics thesis was carried out in the framework of the CMS experiment at the Large Hadron Collider (LHC).

The first part of my work concerns the development of an algorithm using CMS data to automatically detect the presence of particular deformations that can occur in one of the sub-detectors of CMS: the silicon tracker. The method takes advantage of the bias that such deformations induce in the measurement of electron impulsion. The reliability of the method has been proved using Monte-Carlo simulation. The algorithm was then used to certify that none of the considered deformations affected the data recorded in 2012.

The second part of my work consists of a statistical analysis of the 8 TeV collisions data recorded by CMS in 2012, in order to look for evidence of the presence of exotic long-lived particles. The latter could manifest themselves through their decay to an electron and a muon inside the CMS detector. Such an observation would provide a strong clue of the existence of new physics. In the absence of any observation statistically significant, a Bayesian method is used to interpret this result in term of constraints on a supersymmetric model (MSSM).

Key-words: Particle physics, LHC, CMS, Supersymmetry, Alignment