



**HAL**  
open science

# Reconstruction de muons cosmiques en collision et recherche de gluinos se désintégrant en stop-top dans l'expérience CMS au LHC

Yohann Tschudi

► **To cite this version:**

Yohann Tschudi. Reconstruction de muons cosmiques en collision et recherche de gluinos se désintégrant en stop-top dans l'expérience CMS au LHC. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2011. Français. NNT : 2011LYO10152 . tel-01829767

**HAL Id: tel-01829767**

**<https://theses.hal.science/tel-01829767>**

Submitted on 4 Jul 2018

**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.

## Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon-I

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique

pour l'obtention du

DIPLÔME de DOCTORAT  
Spécialité : Physique des Particules

(arrêté du 7 août 2006)

par

*Yohann TSCHUDI*

### **Reconstruction de muons cosmiques en collision et recherche de gluinos se désintégrant en *stop-top* dans l'expérience CMS au LHC**

Soutenue le 26 septembre 2011  
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	A.	Deandrea	Président du jury
	M.	C.	Delaere	Rapporteur
	M.	P.	Gris	Rapporteur
	M.	G.	Sajot	
	M.	D.	Contardo	
	M.	P.	Verdier	Directeur de thèse





Thèse de l'Université de Lyon

École Doctorale de Physique et Astrophysique de Lyon (PHAST)

Thèse de Doctorat en Physique des Particules

Institut de Physique Nucléaire de Lyon (IPNL)

Reconstruction de muons cosmiques en collision et  
recherche de gluinos se désintégrant en  $\tilde{t}t$  dans l'expérience  
CMS au LHC

Yohann TSCHUDI

Sous la direction de :  
Patrice Verdier

JURY : M. D. CONTARDO  
M. C. DELAERE Rapporteur  
M. P. GRIS Rapporteur  
M. G. SAJOT  
M. A. DEANDREA  
M. P. VERDIER Directeur de thèse



//



# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>7</b>
<b>Introduction</b>	<b>9</b>
<b>1 Du Modèle Standard à la Supersymétrie</b>	<b>11</b>
1.1 Un peu d'histoire . . . . .	12
1.2 Le Modèle Standard de la physique des particules . . . . .	13
1.2.1 Les particules élémentaires . . . . .	13
Les fermions . . . . .	14
Les bosons . . . . .	15
1.2.2 Le formalisme mathématique du Modèle Standard . . . . .	15
Le secteur de jauge ou terme de Yang-Mills . . . . .	16
Le secteur de Dirac . . . . .	17
Le secteur de Higgs . . . . .	17
Le secteur de Yukawa . . . . .	19
1.2.3 Faiblesses du Modèle Standard . . . . .	20
1.3 La SUPerSYmétrie (SUSY) . . . . .	22
1.3.1 Introduction et motivations . . . . .	22
1.3.2 L'algèbre supersymétrique . . . . .	22
1.3.3 Définition des superchamps . . . . .	24
Les superchamps chiraux . . . . .	24
Les superchamps vectoriels . . . . .	25
Le boson de Higgs en Supersymétrie . . . . .	25
1.4 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) . . . . .	25
1.4.1 Construction du lagrangien du MSSM . . . . .	25
1.4.2 Le Modèle de Supergravité Minimale ( <i>Minimal SUPER-GRavity</i> ) . . . . .	26
1.4.3 Définition de la R-parité . . . . .	27
1.4.4 Spectre physique . . . . .	27
Les charginos . . . . .	29
Les neutralinos . . . . .	29
Les sfermions . . . . .	29
Les gluinos . . . . .	30
Exemple d'évolution des masses des particules supersymétriques . . . . .	30
1.5 Conclusion . . . . .	32
<b>2 Dispositif expérimental</b>	<b>33</b>
2.1 Le LHC . . . . .	35
2.1.1 Choix d'un collisionneur hadronique . . . . .	36
2.1.2 Le cheminement des protons et collisions . . . . .	38

	Cheminement des protons . . . . .	38
	Contraintes nécessaires . . . . .	38
	La collision proton-proton . . . . .	38
2.1.3	Luminosité et nombre d'événements . . . . .	39
2.1.4	Les expériences le long du LHC . . . . .	40
2.2	<i>Compact Muon Solenoid</i> - Le détecteur CMS . . . . .	41
	Description générale . . . . .	41
	Système de coordonnées . . . . .	42
2.2.1	Le trajectographe . . . . .	44
	Le détecteur à pixels . . . . .	44
	Le détecteurs à pistes . . . . .	45
2.2.2	Le calorimètre électromagnétique . . . . .	46
	Description . . . . .	46
	Performances et résolutions . . . . .	48
2.2.3	Le calorimètre hadronique . . . . .	48
	Description . . . . .	48
	Performances du calorimètre hadronique . . . . .	49
2.2.4	L'aimant supraconducteur . . . . .	49
2.2.5	Le spectographe à muons . . . . .	50
2.2.6	Le système de déclenchement et d'acquisition des données ou <i>trigger</i> . . . . .	53
	Le déclenchement de niveau I ou <i>trigger L1</i> . . . . .	53
	Le déclenchement de haut niveau ou HLT ( <i>High Level Trigger</i> ) . . . . .	53
2.3	Reconstruction des objets physiques dans CMS . . . . .	54
2.3.1	Les jets . . . . .	54
	Introduction . . . . .	54
	L'algorithme anti- $k_t$ . . . . .	55
	La calibration en énergie des jets . . . . .	55
2.3.2	Les leptons . . . . .	56
	Les muons . . . . .	56
	Les électrons . . . . .	58
2.3.3	L'énergie transverse manquante . . . . .	59
2.3.4	Le reconstruction du flux de particules ( <i>Particle flow</i> ) . . . . .	61
	Description du particle flow . . . . .	61
	Performances du particle flow . . . . .	62
2.4	Conclusion . . . . .	65
<b>3</b>	<b>Reconstruction régionale des muons cosmiques en collision</b> . . . . .	<b>67</b>
3.1	La trajectographie au sein de CMS . . . . .	68
3.1.1	La détection des coups . . . . .	68
3.1.2	La reconstruction des traces . . . . .	70
	La génération des germes de traces . . . . .	70
	L'association de coups à une trace, création des traces candidates . . . . .	70
	L'ajustement final des traces . . . . .	71
3.2	La reconstruction des muons cosmiques en collision . . . . .	72
3.2.1	Problématique . . . . .	72
3.2.2	Description de la reconstruction cosmique régionale . . . . .	73
3.2.3	Résultats . . . . .	75
	Résultats sur un échantillon simulé . . . . .	76
	Régions construites en utilisant les muons reconstruits dans les chambres . . . . .	78

	Régions construites en utilisant les coups simulés . . . . .	82
	Résultats de la reconstruction sur les premières données . . . . .	84
	Résultats sur des données à plus haute luminosité . . . . .	86
	Temps d'exécution . . . . .	88
3.3	Intégration dans le menu HLT . . . . .	90
3.3.1	RPC Technical Bit 25 . . . . .	90
3.3.2	Performances et problématique . . . . .	92
3.3.3	Intégration de la reconstruction régionale dans le HLT . . . . .	93
	Introduction . . . . .	93
	Contraintes . . . . .	93
	Performances . . . . .	96
3.4	Modifications et performances de la reconstruction régionale en 2011 . . . . .	97
3.5	Conclusion . . . . .	100
<b>4</b>	<b>Recherche de gluinos dans l'expérience CMS</b>	<b>101</b>
4.1	Introduction et motivations . . . . .	102
4.2	Le signal supersymétrique : le scénario du stop léger . . . . .	103
4.2.1	Sections efficaces de production des gluinos . . . . .	103
4.2.2	Désintégration du stop . . . . .	110
4.2.3	Traitement du signal . . . . .	111
4.3	Recherche de gluinos au LHC . . . . .	117
4.3.1	Choix préliminaires . . . . .	117
	L'état final, choix du canal d'analyse . . . . .	117
	Echantillons simulés utilisés . . . . .	117
	Echantillons de données utilisés . . . . .	119
4.3.2	Contrôle des fonds du Modèle Standard . . . . .	120
	Sélection d'événements $Z^0 \rightarrow \mu\mu$ . . . . .	123
	Sélection d'événements $W^\pm \rightarrow l^\pm \nu_l$ . . . . .	125
	Sélection d'événements $t\bar{t}$ avec un état final 3 jets + $\cancel{E}_T$ + 1 muon - Présélection du signal . . . . .	129
4.3.3	Optimisation finale . . . . .	132
	Méthode statistique . . . . .	132
	Incertitudes systématiques . . . . .	133
	Détermination des masses limites . . . . .	137
	Contours . . . . .	140
4.4	Conclusion . . . . .	146
	<b>Conclusion</b>	<b>147</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>149</b>
<b>A</b>	<b>Niveaux de confiance attendus et observés pour chaque point généré pour <math>m_{\tilde{g}} = 275, 295, 315, 335, 350, 375, 400, 425, 450, 475</math> et <math>500 \text{ GeV}/c^2</math></b>	<b>155</b>
<b>B</b>	<b>Table des figures</b>	<b>161</b>
<b>C</b>	<b>Liste des tableaux</b>	<b>165</b>





# Remerciements

Ce sera finalement cette partie qui aura pris le plus de temps mais c'est également une des plus compliquées. En effet, cette page clôt la thèse et par là, la vie étudiante. C'est une page qui se tourne et j'ai donc choisi pour les remerciements un ordre chronologique retraçant ainsi ces folles années.

Premièrement, je remercie mon père qui, à travers mon éducation, les choses qu'il a pu accomplir et surtout sa personne, est devenu un modèle d'abnégation, de patience, de courage parfois et surtout d'intelligence. Ce sont ces qualités qui m'ont permis de réussir une fois qu'elles ont pu être mises à jour. Sa réussite professionnelle puis personnelle plus tard ont toujours été des leitmotivs. Je me rends compte maintenant que j'ai encore beaucoup à apprendre avant d'espérer pouvoir être une aussi bonne personne.

Je remercie ma mère pour tout ce qu'elle a fait pour moi durant de longues années. Même si elle est loin, je n'oublie pas que c'est grâce à elle que j'ai un caractère fort et endurant aujourd'hui. Désormais, ses tâches l'appellent à s'occuper de personnes en souffrance et je suis fier qu'elle ait choisit ce chemin et je lui souhaite de trouver le bonheur.

Je remercie mes enseignants aux Maristes qui ont été d'excellents professeurs et en particulier Mme Neyrand qui m'a donné goût à la physique, c'est ici que mon histoire avec la matière a commencé. Cette période du collège et du lycée ont été très bonnes avec des amitiés nées dans ces années là et qui perdurent aujourd'hui. Je tiens à citer Adrien, copain d'enfance à témoin de mon mariage, qui fut mon premier coloc. Des années d'enfance et d'adolescence heureuses et une année formidable dans cet appartement délabré à Salengro qui restera gravée tellement elle fut riche en émotions. Ce fut le début de périodes de colocations sans histoires (ce qui est rare !) avec David puis Mat et Carl. Que dire sur cette période avec ces deux derniers sinon qu'elle fut exceptionnelle et que j'en garde des souvenirs fantastiques. Je remercie Mat simplement et sans rentrer dans le détail car les raisons seraient trop nombreuses pour être écrites ici. Je pense aussi à Arnaud, connu très jeune et dont l'amitié est forte et très chère aujourd'hui. Merci aussi à Rara et Carl pour différentes raisons, ces périodes à 4 ou 5 dans un appartement de 60  $m^2$  à Salengro pour l'un ou Croix-Rousse pour les deux furent très formatrices et surtout très agréables.

Pour la période de la thèse, je tiens tout d'abord à remercier Patrice Verdier, mon maître de thèse, qui m'a suivi ces trois dernières années en démontrant beaucoup de patience et de compréhension. Ses talents de physicien ne sont pas à débattre et je suis fier d'avoir été l'élève d'un chercheur de ce niveau. Je suis certain qu'il réussira dans ses nouvelles tâches tellement ses qualités sont nombreuses. J'espère simplement que d'autres stagiaires et thésards auront la chance de suivre sa formation.

J'en profite pour remercier Julien, mon cobureau en deuxième année (octobre 2011), pour sa bonne humeur permanente et son humour décalé. Ce fut une année très agréable dans

ce bureau grâce à ses nombreuses aventures et anecdotes ! Je remercie toutes les personnes que j'ai croisées durant cette thèse et qui m'ont appris énormément tant au niveau personnel qu'au niveau professionnel. Je pense en particulier à Jean-Roch, être à part dans mon parcours et à qui je souhaite un grand bonheur, sa patience envers moi, son aide permanente et ses nombreuses soirées chez lui sont pour beaucoup dans ma réussite ; Robert, passionné comme jamais, avec qui j'ai passé d'excellents moments (JJC par exemple) ; Thomas, homme de famille et de raison, qui m'a énormément aidé en première année et à qui je dois beaucoup,...

Je remercie enfin les membres de mon jury : mes rapporteurs Philippe Gris et Christophe Delaere qui ont pris le temps de corriger le manuscrit dans le détail et m'ont permis par leurs corrections et leurs questions de comprendre beaucoup mieux le sujet et de me préparer à la soutenance ; je remercie Christophe aussi pour son aide lors de ma thèse à travers ses conseils et ses indications pour la reconstruction régionale et la correction de la note. Je remercie Didier Contardo pour ces discussions nombreuses au départ qui ont permis de lancer le sujet. Je remercie enfin Gerard Sajot et le président de mon jury Aldo Deandrea pour leur présence et leurs marques de soutien lors et après ma soutenance.

Enfin l'affectif a pris le pas sur la chronologie. Il me semblait impossible de ne pas terminer par la personne la plus importante. Ces quelques lignes lui sont donc destinées.

Je te remercie Juliette pour tout ce que tu as pu faire pour moi. Dès le début tu m'as tiré vers le haut grâce à ta volonté, ton courage, ta capacité de travail, ton intelligence, ta gentillesse, ta patience, ta modestie, ... j'ai récupéré une toute petite partie de toi et j'ai réussi. Ton soutien sans faille dans les moments difficiles et tes félicitations sincères dans les réussites sont des gestes que je n'oublierai pas.

Nous sommes mariés aujourd'hui et j'ai donc la chance chaque jour de t'avoir à mes côtés. Merci Juliette.

# Introduction

La physique des particules s'appuie depuis les années 70 sur le Modèle Standard afin d'expliquer les phénomènes intervenus dans le monde subatomique juste après le Big Bang et de décrire ce monde tel que nous le voyons aujourd'hui. Ce modèle s'attache à comprendre et identifier les constituants élémentaires de la matière ainsi que les interactions fondamentales de la nature. Fort de ses confirmations expérimentales, il offre une description quasi parfaite de la physique jusqu'aux énergies accessibles dans les collisionneurs de particules. Cependant, des considérations théoriques et quelques observations expérimentales encore inexpliquées à ce jour laissent à penser que ce modèle n'est en réalité qu'une théorie effective valable, en première approximation, aux énergies inférieures au  $TeV$ . Beaucoup de modèles théoriques fournissent une extension au Modèle Standard. Une partie d'entre-eux est notamment regroupée dans la famille des modèles supersymétriques qui séduisent par leur élégance théorique et par une recherche accessible en collisionneurs. En effet, ces théories prédisent l'existence de nouvelles particules élémentaires, notamment pour certaines d'entre-elles, une particule candidate matière noire, et offrent donc, de ce fait, de nombreuses possibilités de recherche pour les expériences de physique des particules. Le Modèle Standard et son extension supersymétrique minimale sont décrits dans le premier chapitre.

Un des deux objets de cette thèse est la recherche de particules supersymétriques, appelées gluino ( $\tilde{g}$ ), stop ( $\tilde{t}_1$ ) et neutralino ( $\tilde{\chi}_1^0$ ), au LHC (*Large Hadron Collider*) grâce au détecteur CMS (*Compact Muon Solenoid*). Le LHC est un collisionneur proton-proton avec une énergie dans le centre de masse de  $7 TeV$ . Le deuxième chapitre s'attache à décrire le dispositif expérimental permettant la production des faisceaux de protons, leurs accélérations jusqu'à l'énergie désirée et la collision. Il décrit également le fonctionnement du détecteur CMS qui a pour but d'identifier les particules produites lors de la collision utilisées par la suite lors des analyses de physique. Les méthodes d'identification sont finalement détaillées à la fin de ce chapitre.

La compréhension des processus intervenant lors des collisions nécessitent une bonne connaissance du détecteur. Pour cela, des outils et algorithmes sont utilisés afin de caractériser l'état à l'instant des collisions de chaque partie de CMS. Pour le trajectographe, l'utilisation de traces créées par les muons des rayons cosmiques permettent par exemple de comprendre l'alignement des couches les unes par rapport aux autres. Une partie de cette thèse a été dédiée à l'identification et la reconstruction de ces muons lors des collisions. Le troisième chapitre s'attache à décrire les méthodes et algorithmes utilisées afin de remplir ce but.

Enfin, les buts premiers de la collaboration sont de trouver, dans l'analyse des données collectées par le détecteur, une mesure précise des paramètres du Modèle Standard ou des

éventuelles déviations par rapport aux prédictions théoriques de ce modèle. Le dernier chapitre s'intéresse à la recherche de telles déviations afin de mettre en évidence la présence du signal supersymétrique recherché. Ce signal se caractérise par une cascade de désintégrations conduisant à un état final particulier et rare par rapport aux processus prédits par le Modèle Standard :

$$pp \rightarrow \tilde{g} + \tilde{g} \rightarrow t\bar{t} + \tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow t\bar{t} + c\bar{c} + 2\tilde{\chi}_1^0$$

Dans le cadre de cette recherche dans CMS, la totalité des données collectées et analysables en 2010 a été utilisée, soit une luminosité intégrée de  $39,8 \text{ pb}^{-1}$ . L'ensemble des techniques déployées afin d'isoler le signal des bruits de fonds du Modèle Standard et le résultat final de cette recherche sont détaillés dans le dernier chapitre, qui conclura le travail de thèse.

# Chapitre 1

## Du Modèle Standard à la Supersymétrie

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Un peu d'histoire</b>	<b>12</b>
<b>1.2</b>	<b>Le Modèle Standard de la physique des particules</b>	<b>13</b>
1.2.1	Les particules élémentaires	13
	Les fermions	14
	Les bosons	15
1.2.2	Le formalisme mathématique du Modèle Standard	15
	Le secteur de jauge ou terme de Yang-Mills	16
	Le secteur de Dirac	17
	Le secteur de Higgs	17
	Le secteur de Yukawa	19
1.2.3	Faiblesses du Modèle Standard	20
<b>1.3</b>	<b>La SuperSYmétrie (SUSY)</b>	<b>22</b>
1.3.1	Introduction et motivations	22
1.3.2	L'algèbre supersymétrique	22
1.3.3	Définition des superchamps	24
	Les superchamps chiraux	24
	Les superchamps vectoriels	25
	Le boson de Higgs en Supersymétrie	25
<b>1.4</b>	<b>Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM)</b>	<b>25</b>
1.4.1	Construction du lagrangien du MSSM	25
1.4.2	Le Modèle de Supergravité Minimale ( <i>Minimal Super-GRavity</i> )	26
1.4.3	Définition de la R-parité	27
1.4.4	Spectre physique	27
	Les charginos	29
	Les neutralinos	29
	Les sfermions	29
	Les gluinos	30
	Exemple d'évolution des masses des particules supersymétriques	30
<b>1.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>32</b>

---

## 1.1 Un peu d'histoire

La physique des particules a connu un essor phénoménal au siècle dernier avec des avancées, aussi bien théoriques qu'expérimentales, extraordinaires. Cependant, l'idée que notre monde est composé d'une infinité de particules invisibles et indivisibles date de l'antiquité. Anaxagore (500-428 av. J.C.) enseignait par exemple le fait que la création et la destruction de la matière sont dues à différents ordres de particules indivisibles (son enseignement était donc le précurseur de la loi de conservation de la matière). Empédocle (484-424 av. J.C.) réduisit ces particules indivisibles à quatre éléments : terre, air, feu et eau. Puis Démocrite (460-370 av. J.C.) développa une théorie de l'univers selon laquelle le vide contient un nombre quasi infini de particules qui diffèrent les unes des autres par leurs forme, position et arrangement. Toute la matière est un assemblage de particules invisibles et indivisibles appelées atomes.

Pendant ensuite plusieurs centaines d'années, nombre de philosophes ou scientifiques firent avancer la cosmologie et la physique en général de quelques pas précieux. On peut citer entre autres Aristote, auteur du modèle géocentrique de l'univers ; Aristarque de Samos, créateur d'une théorie cosmologique héliocentrique reprise 2000 ans plus tard ; Archimède et son fameux théorème ; et enfin Copernic qui imposa le modèle héliocentrique à la communauté scientifique défiant le dogme ancien et constituant un bouleversement scientifique et philosophique important à l'époque.

Cette révolution entraîna la création d'une méthode de recherche scientifique où la théorie s'appuie sur des observations rigoureuses. Ainsi, quelques grands hommes jetèrent les bases de la physique moderne : Galilée (1564-1642), Kepler (1571-1630), Newton (1642-1727) pour la cosmologie et la mécanique ; Faraday (1792-1867), Henry (1791-1867), Maxwell pour l'électricité, l'électromagnétisme ou la lumière ; Stoney en 1874 développa une théorie de l'électron et estima sa masse ; Thomson le découvrit en 1898 et créa un modèle où l'atome est décrit comme une entité de charge neutre contenant un noyau positif avec de petits électrons négatifs.

La première moitié du siècle dernier fut une période faste pour la physique des particules avec l'émergence de la mécanique quantique. Cette idée fut suggérée par Planck qui proposa de quantifier les rayonnements : ceux-ci ne peuvent prendre que des valeurs multiples d'une valeur élémentaire appelée quantum. Einstein, par la suite, proposa un quantum de lumière, le photon, se comportant comme une particule. Puis de nombreux scientifiques comme Bohr, Compton, De Broglie, Schrödinger, Heisenberg, Dirac, Pauli, Fermi, Yukawa et bien d'autres développèrent l'idée de Planck pour former une discipline : la mécanique quantique. Durant cette même période, la théorie selon laquelle la nature est dirigée par quatre grandes forces fondamentales (gravité, faible, forte, électromagnétisme) naquit des observations grâce notamment à Rutherford, Chadwick et Bieler, Fermi, ... Enfin, l'idée finale fut de réunir ces quatre forces en une théorie complète et cohérente. Schwinger en 1957 proposa de réunir interaction faible et électromagnétique, ce travail sera finalisé par Weinberg et Salam en 1967 avec une théorie dite électrofaible nécessitant l'introduction d'une particule neutre véhiculant l'interaction (le boson  $Z^0$ , non observé à l'époque) et d'un boson massif supplémentaire, prédit par le travail de Brout, Englert et Higgs [1, 2], permettant de générer la masse des particules : le boson de Higgs (non observé encore de nos jours, 1.2.2). Cette théorie engendra la création du Modèle Standard de la physique des particules (1.2). Entre temps, des théories sur les quarks émergent (chromo-dynamique quantique ou QCD), sont développées puis intégrées au Modèle Standard.

Désormais, la physique se concentre à valider cette théorie et à rechercher des modèles permettant de réunir les quatre forces entre elles. En effet, malgré le fait que le Modèle Standard n'ait jamais été pris en défaut, certaines questions restent ouvertes, insolubles à nos jours. La technicouleur, les modèles avec des dimensions supplémentaires ou la Supersymétrie (1.3) sont des théories d'extension qui permettent de répondre à certaines de ces questions. D'un point de vue expérimental, aucun de ces modèles n'a pu être vérifié expérimentalement. Le Tevatron [3], accélérateur circulaire de protons et d'antiprotons du Fermilab à Batavia dans l'Illinois aux Etats-Unis, a pu confirmer le Modèle Standard et le LHC (*Large Hadron Collider*) permettra de découvrir les particules issues de ces modèles d'extension si elles existent.

## 1.2 Le Modèle Standard de la physique des particules

Pour un physicien des particules, l'infiniment petit se construit autour de briques élémentaires de très petite taille (inférieur à  $10^{-18}$  m) interagissant entre elles à travers quatre forces fondamentales :

- les interactions gravitationnelles, responsables de la chute des objets ou du mouvement des corps célestes ;
- les interactions faibles à l'origine des désintégrations radioactives ou des processus nucléaires (fission et fusion) ;
- les interactions électromagnétiques, agissant sur les structures des atomes et des molécules ;
- les interactions fortes, à l'origine de la cohésion de la matière nucléaire.

La découverte des particules élémentaires et la compréhension des interactions fondamentales sont intimement liées. À partir des années 70, un modèle théorique a été construit et affiné afin de classer ces particules et de poser un cadre mathématique mettant en jeu trois de ces quatre interactions : le "Modèle Standard" de la physique des particules.

Certaines particules, comme l'électron ou le photon par exemple, sont connus depuis longtemps. Cependant, le Modèle Standard prédit l'existence de particules ne pouvant exister que dans des états énergétiques bien supérieurs à celui du monde dans lequel nous vivons. Il fut donc nécessaire d'imaginer et concevoir des outils permettant la création de tels états. Les progrès technologiques extraordinaires du siècle dernier ont permis la construction de collisionneurs, véritables machines à remonter le temps, et de découvrir ces particules. Désormais, nous possédons une classification précise et une compréhension profonde de ce monde de l'infiniment petit.

### 1.2.1 Les particules élémentaires

Les particules élémentaires, supposés indivisibles, peuvent être classées en deux catégories selon une propriété quantique intrinsèque à chaque particule, au même titre que sa masse et sa charge électrique : le spin. On distingue donc :

- les *fermions*, constituants de la matière, de spin demi-entier ;
- les *bosons*, messagers de l'interaction, de spin entier.

Chaque particule du Modèle Standard est caractérisée par son spin et une charge élémentaire correspondant à la fraction de la charge électrique de l'électron  $e$  ( $e = 1.6 \times 10^{-19}C$ ).



Ces nombres sont appelés nombres quantiques. On peut également associer à chaque particule une anti-particule qui aura la même masse mais des nombres quantiques opposés.

### Les fermions

Les fermions peuvent être classés en deux sous-catégories les *leptons* et les *quarks* eux-mêmes divisés en trois générations (tableau 1.1).

Les **leptons** ont une charge électrique entière ( $\pm 1$ ) pour les électrons, muons et taus, et nulle pour les neutrinos.

Les **quarks** ont une charge électrique fractionnaire. Un quark est toujours accompagné d'un ou deux quarks formant respectivement les mésons et les baryons contenu dans la famille des hadrons. Mathématiquement, on associe aux quarks un nouveau nombre quantique de "couleur" généralement exprimé selon les désignations des couleurs "lumières" : Rouge, Vert et Bleu. La somme des deux ou trois couleurs doit constituer un hadron "blanc". Un méson sera donc formé d'un quark ( $q$ ) et d'un anti-quark ( $\bar{q}$ ) ; un baryon sera quant à lui constitué de 3 quarks dont la somme des 3 couleurs formera le blanc.

Leptons	1 <sup>ere</sup> génération	2 <sup>nde</sup> génération	3 <sup>eme</sup> génération
Nom	Electron	Muon	Tau
Notation	$e^\pm$	$\mu^\pm$	$\tau^\pm$
Charge	$\pm 1$	$\pm 1$	$\pm 1$
Masse	$0,511 \text{ MeV}/c^2$	$105,7 \text{ MeV}/c^2$	$1777 \text{ MeV}/c^2$
Nom	Neutrino électronique	Neutrino muonique	Neutrino tauique
Notation	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$
Charge	0	0	0
Masse	$<0,017 \text{ MeV}/c^2$	$<0,27 \text{ MeV}/c^2$	$<35 \text{ MeV}/c^2$
Quarks	1 <sup>ere</sup> génération	2 <sup>nde</sup> génération	3 <sup>eme</sup> génération
Nom	Up	Charm	Top
Notation	$u$ ou $\bar{u}$	$c$ ou $\bar{c}$	$t$ ou $\bar{t}$
Charge	$\pm 2/3$	$\pm 2/3$	$\pm 2/3$
Masse	$0,005 \text{ GeV}/c^2$	$1,3 \text{ GeV}/c^2$	$172,6 \text{ GeV}/c^2$
Nom	Down	Strange	Bottom
Notation	$d$ ou $\bar{d}$	$s$ ou $\bar{s}$	$b$ ou $\bar{b}$
Charge	$\mp 1/3$	$\mp 1/3$	$\mp 1/3$
Masse	$0,01 \text{ GeV}/c^2$	$0,1 \text{ GeV}/c^2$	$4,3 \text{ GeV}/c^2$

TAB. 1.1 – Fermions : leptons et quarks [4]

La matière qui nous entoure est uniquement constitué par les particules (leptons et quarks) appartenant à la première génération de particules décrites par le Modèle Standard. Les atomes sont constitués d'électrons et de nucléons dont les constituants sont des quarks  $u$  et  $d$ . Les autres particules peuvent apparaître brièvement dans la nature dans des zones où l'énergie disponible est suffisante pour les créer. Par exemple, un proton très accéléré provenant de l'espace choquant une particule de notre atmosphère peut entraîner la naissance de neutrinos ou leptons de deuxième ou troisième génération. En effet, localement, l'énergie disponible sera suffisante pour que des particules plus lourdes que le proton initial et la particule cible puissent être créées.

Enfin, certaines théories permettent l'existence de particules de génération(s) supplémen-

taire(s) [5]. Cependant, ces générations apportent des variations sur les observables électrofaibles visibles lors de mesures de précision. Aucune mise en évidence de ce phénomène n'a été trouvée au Tevatron ou au LHC.

### Les bosons

Les bosons sont les particules messagères de l'interaction. Pour les quatre forces fondamentales, on peut distinguer quatre types de bosons vecteurs différents (tableau 1.2). Les particules de matière (fermions) interagissent donc par l'échange d'une particule de spin 1 correspondant à la force mise en jeu.

Interaction	Rayon d'action	Bosons de jauge	Masses
Forte	$2.5 \times 10^{-15}$ m	Gluons (8)	quelques $MeV/c^2$
Electromagnétique	$\infty$	Photon $\gamma$	0
Faible	$10^{-18}$ m	$W^\pm, Z^0$	$80,399 GeV/c^2, 91,188 GeV/c^2$

TAB. 1.2 – Interactions et bosons vecteurs[4]

Dans le détail, les quatre interactions fondamentales sont :

- **L'interaction forte** permet l'échange de couleur entre plusieurs quarks, la création ou l'annihilation de particules. Elle est donc responsable de la cohésion des nucléons et des liaisons entre nucléons à l'intérieur du noyau atomique. Les bosons médiateurs sont les gluons et sont au nombre de huit.
- **L'interaction électromagnétique** gouverne les interactions entre particules chargées. On observe ses phénomènes quotidiennement de manière macroscopique : lumière, électricité et magnétisme, chimie, ... Son boson vecteur est le photon. A l'échelle atomique, cette force est 100 fois moins "puissante" que la force forte ; par exemple la cohésion de tous les noyaux est maintenue malgré la présence très rapprochée de plusieurs protons.
- **L'interaction faible** est comprise à travers les désintégrations de particules avec un changement de saveur (transformation d'un fermion vers un autre). Dans le cadre de la radioactivité, on peut citer l'exemple de la désintégration  $\beta$  qui transforme un neutron en un proton en changeant un quark  $d$  en un quark  $u$ . Cela se manifeste par la production en parallèle d'un électron et d'un neutrino médiée par les bosons  $W^\pm$  ou  $Z^0$  pour les courants neutres. À l'échelle atomique, cette interaction est  $10^{-13}$  fois moins "puissante" que l'interaction forte.
- Enfin, **l'interaction gravitationnelle** est totalement négligeable à l'échelle atomique ( $10^{-38}$  fois plus faible que l'interaction forte). Elle gouverne les interactions dues aux masses des corps mis en jeu et domine donc aux grandes échelles (galaxie, planète, homme). Son boson vecteur pourrait être le graviton mais cette particule n'a pu encore être découverte même si elle est activement recherchée (Virgo [6] par exemple).

#### 1.2.2 Le formalisme mathématique du Modèle Standard

En physique des particules, le formalisme de la théorie quantique des champs permet de décrire les particules et leurs interactions. L'approche quantique permet de caractériser les

interactions par des probabilités de transition d'un état initial vers un état final. L'approche relativiste rend compte des temps de propagation des interactions et de la description des particules de haute énergie.

Un champ  $\psi(\vec{x}, t)$  est associé aux particules et un propagateur aux bosons médiateurs, porteurs de l'interaction. La création ou annihilation de particules correspondent à des opérateurs faisant varier le nombre de champs. L'ensemble des informations de la théorie du Modèle Standard peut être contenu dans un lagrangien  $\mathcal{L}$  s'exprimant en fonction des champs et de leurs dérivées. Ce lagrangien permet de calculer les couplages des interactions, les sections efficaces de différents processus ou les équations du mouvement en minimisant l'action  $S = \int \mathcal{L} dx^4$ . En décrivant le lagrangien d'un électron libre, Dirac pose en 1927 les fondements du Modèle Standard [7, 8].

Les observables sont calculées par une méthode reposant sur un développement en série dit "perturbatif" dont la précision augmente avec l'ordre auquel il est calculé ; le premier ordre est nommé calcul à l'arbre ou LO (*Leading Order*). Ce type de calcul perturbatif reste valable dans la limite où les constantes de couplage des interactions restent faibles devant l'unité. En 1949, Richard Feynman développa des règles de calculs à l'aide de diagrammes où les particules sont représentées par des lignes dont les raccordements sont appelées vertex [9, 10]. Des exemples de ce type de diagramme sont exposés dans la section 1.3.

Trois des quatre interactions fondamentales sont décrites mathématiquement et incorporées au sein du Lagrangien du Modèle Standard. La chromodynamique quantique, décrivant l'interaction forte, impose une conservation de la charge de couleur associée au groupe de symétrie  $SU(3)_c$ , le lagrangien est invariant sous cette symétrie locale. De la même manière, la théorie électrofaible introduit une symétrie locale vis-à-vis de l'isospin I associé au groupe  $SU(2)_L$  et à l'hypercharge Y lié au groupe  $U(1)_Y$ . Le Modèle Standard est donc une théorie de jauge fondée sur le groupe  $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  dont le lagrangien peut se décomposer sous la forme :

$$\mathcal{L}_{MS} = \mathcal{L}_{\text{Yang-Mills}} + \mathcal{L}_{\text{Dirac}} + \mathcal{L}_{\text{Yukawa}} + \mathcal{L}_{\text{Higgs}} \quad (1.1)$$

### Le secteur de jauge ou terme de Yang-Mills

Le secteur de jauge est la partie cinétique des champs de jauge :

$$\mathcal{L}_{\text{Yang-Mills}} = -\frac{1}{4g_1^2} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4g_2^2} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4g_3^2} G_{\mu\nu}^A G_A^{\mu\nu} \quad (1.2)$$

où  $g_1$ ,  $g_2$  et  $g_3$  sont les couplages respectivement de l'hypercharge, de l'isospin faible et de la couleur. Pour l'hypercharge :

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

où  $B_\mu$  est le champ du boson vecteur de  $U(1)_Y$  d'hypercharge. Pour l'isospin :

$$W_{\mu\nu}^a = \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a - \epsilon_{bc}^a W_\mu^b W_\nu^c \quad (1.4)$$

où  $W_\mu^a$  ( $a = 1, 2, 3$ ) les bosons vecteurs de  $SU(2)_L$  de l'isospin faible et  $\epsilon_{bc}^a$  les constantes de structures antisymétriques correspondantes. Enfin, pour le groupe  $SU(3)_c$  de couleur :

$$G_{\mu\nu}^A = \partial_\mu A_\nu^A - \partial_\nu A_\mu^A - f_{BC}^A A_\mu^B A_\nu^C \quad (1.5)$$

où  $A_\mu^A$  ( $A = 1, 2, \dots, 8$ ) représentent les champs de gluons et  $f_{BC}^A$  les constantes de structures de  $SU(3)_c$ .

### Le secteur de Dirac

Le secteur de Dirac décrit les interactions des fermions avec les bosons de jauge. Les fermions s'écrivent en utilisant seulement des spineurs à deux composantes de type L :

$$L_i = \begin{pmatrix} \nu_i \\ e_i \end{pmatrix} \sim (1, 2, y_1) \quad (1.6)$$

$$\bar{e}_{iL} \sim (\bar{3}, 2, y_2) \quad (1.7)$$

$$Q_i = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix} \sim (3, 2, y_3) \quad (1.8)$$

$$\bar{u}_{iL} \sim (\bar{3}, 1, y_4) \quad (1.9)$$

$$\bar{d}_{iL} \sim (\bar{3}, 1, y_5) \quad (1.10)$$

$$(1.11)$$

où  $i$  indique la "famille" de particules telles que décrites dans les tableaux 1.1 et 1.2. Les valeurs  $y_i$  ( $i = 1, \dots, 5$ ) sont des valeurs d'hypercharge à déterminer. Le couplage des fermions aux champs de jauge est réalisé avec des dérivées covariantes et les champs de jauge seront exprimés sous la forme de matrice :

$$\tilde{W}_\mu = \frac{1}{2} W_\mu^a \tau^a, \quad \tilde{A}_\mu = \frac{1}{2} A_\mu^A \lambda^A \quad (1.12)$$

où  $\tau^a$  sont les matrices de  $SU(2)_L$  (matrices de Pauli) et  $\lambda^A$  celles de  $SU(3)_c$  (matrices de Gell-Mann). Dans la suite, on utilisera les notations  $\tau^i$  et  $\sigma^i$  pour les matrices de Pauli générant respectivement  $SU(2)_L$  et le spin. On peut réintroduire les constantes de couplages :

$$B_\mu \rightarrow g_1 B_\mu, \quad \tilde{W}_\mu \rightarrow g_2 \tilde{W}_\mu, \quad \tilde{A}_\mu \rightarrow g_3 \tilde{A}_\mu \quad (1.13)$$

Les dérivées covariantes sont définies par :

$$D_\mu L_i = (\partial_\mu + i g_2 \tilde{W}_\mu + i \frac{y_1}{2} g_1 B_\mu) L_i \quad (1.14)$$

$$D_\mu \bar{e}_{iL} = (\partial_\mu + i \frac{y_2}{2} g_1 B_\mu) \bar{e}_{iL} \quad (1.15)$$

$$D_\mu Q_i = (\partial_\mu + i g_3 \tilde{A}_\mu + i g_2 \tilde{W}_\mu + i \frac{y_3}{2} g_1 B_\mu) Q_i \quad (1.16)$$

$$D_\mu \bar{u}_{iL} = (\partial_\mu - i g_3 \tilde{A}_\mu^* + i \frac{y_4}{2} g_1 B_\mu) \bar{u}_{iL} \quad (1.17)$$

$$D_\mu \bar{d}_{iL} = (\partial_\mu - i g_3 \tilde{A}_\mu^* + i \frac{y_5}{2} g_1 B_\mu) \bar{d}_{iL} \quad (1.18)$$

$$(1.19)$$

Le secteur de Dirac pour le lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{Dirac}} = \sum_{i=1}^3 (L_i^\dagger \sigma^\mu D_\mu L_i + \bar{e}_{iL}^\dagger \sigma^\mu D_\mu \bar{e}_{iL} + Q_i^\dagger \sigma^\mu D_\mu Q_i + \bar{u}_{iL}^\dagger \sigma^\mu D_\mu \bar{u}_{iL} + \bar{d}_{iL}^\dagger \sigma^\mu D_\mu \bar{d}_{iL}) \quad (1.20)$$

### Le secteur de Higgs

Le secteur de Higgs est utilisé pour briser la symétrie électrofaible. Il est nécessaire d'avoir trois générateurs brisés pour donner une masse aux trois bosons  $W_i^\mu$ . Le groupe de jauge  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  en possède quatre, le vide doit donc laisser un générateur non

brisé correspondant au groupe  $U(1)_{em} \subset SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  via un boson de jauge sans masse. Le secteur de Yukawa permet l'introduction d'un champ scalaire complexe, doublet de  $SU(2)_L$ , le champ de Higgs. L'invariance du vide est celle de  $U(1)_{em}$  donc une des composantes doit être un champ scalaire neutre pour la charge électrique, le doublet de Higgs correspond donc à :

$$H = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \sim (1, 2, 1) \quad (1.21)$$

avec (1,2,1) correspondant à la notation des multiplets de  $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$  et l'hypercharge étant égale à 1. Le lagrangien du secteur de Higgs s'écrit finalement :

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) - V(H) \quad (1.22)$$

avec

$$D_\mu H = (\partial_\mu + i\tilde{W}_\mu + \frac{i}{2}y_H B_\mu)H \quad (1.23)$$

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

où le potentiel  $V(H)$  est le plus général possible, renormalisable et invariant sous la symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Pour créer la brisure de symétrie et des valeurs minimales pour  $H$  non nulles,  $\mu^2$  doit être négatif. L'allure du potentiel est donné sur la figure 1.1, il admet une infinité de minima dont :

$$H = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\nu}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \text{ avec } \mu = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (1.25)$$

L'état fondamental du champ de Higgs brise la symétrie  $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ . Le doublet  $H$  peut être développé autour de cet état fondamental :

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\Theta_a \cdot \vec{T}^a} \begin{pmatrix} 0 \\ h + \nu \end{pmatrix} \quad (1.26)$$

où  $\nu = 246 \text{ GeV}$  est la densité moyenne d'énergie du vide,  $T^a$  ( $a = 1, 2, 3$ ) sont les générateurs de  $SU(2)_L$  et  $\Theta_a(x)$  sont trois champs de Goldstone de masses nulles apparaissant lors de la brisure d'une symétrie continue.

En choisissant une jauge unitaire, les bosons de Goldstone peuvent être absorbés par les bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$  auxquels ils donnent une masse. Le doublet de Higgs devient :

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ h + \nu \end{pmatrix} \quad (1.27)$$

L'expression du potentiel scalaire devient :

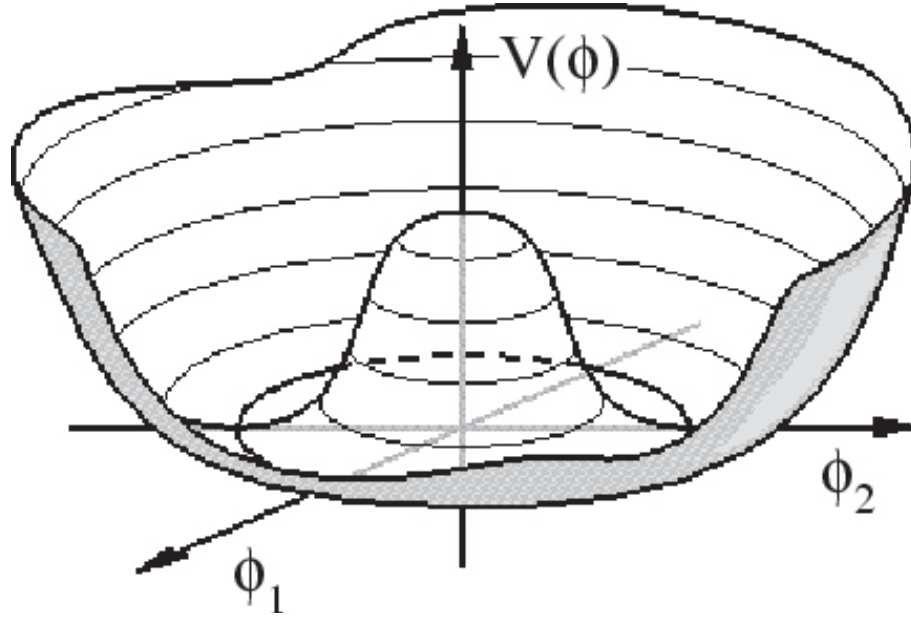
$$V(h) = -\frac{1}{8}\lambda\nu^4 + \frac{1}{2}\lambda\nu^2 h^2 + \frac{1}{2}\lambda\nu h^3 + \frac{1}{8}\lambda h^4 \quad (1.28)$$

Le boson de Higgs acquiert sa masse par son auto-interaction et les bosons de jauge par l'interaction du champ de jauge et du champ de Higgs, cette interaction est contenue dans la partie cinétique du lagrangien du secteur de Higgs :

$$\mathcal{L}_{\text{cin}} = (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) \text{ avec } D_\mu H = \partial_\mu + i\frac{g_2}{2}\vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu + i\frac{g_1}{2}y_H B_\mu \quad (1.29)$$

où les termes quadratiques  $W_\mu$  et  $B_\mu$  sont à l'origine des masses des bosons de jauge :

$$\begin{aligned} m_{W^\pm} &= \frac{g_2 \nu}{2} \\ m_{Z^0} &= \frac{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}{2} \nu \\ m_\gamma &= 0 \end{aligned} \quad (1.30)$$

FIG. 1.1 – Allure du potentiel de Higgs  $V(H)$ 

### Le secteur de Yukawa

Le secteur de Yukawa décrit l'interaction entre le champ de Higgs et les champs fermioniques :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = iY_{ij}^e L_i^T \sigma_2 \bar{e}_{jL} H^* + iY_{ij}^u Q_i^T \sigma_2 \bar{u}_{jL} \tau_2 H + iY_{ij}^d L_i^T \sigma_2 \bar{d}_{jL} H^* + c.c. \quad (1.31)$$

où  $Y_{ij}$  sont les matrices complexes  $3 \times 3$  des couplages de Yukawa et c.c. le complexe conjugué des formules précédentes. Pour les leptons, le lagrangien s'écrit :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{lept}} = -\lambda_l \left[ (\nu_{lL} \bar{l}_L) H l_R + \bar{l}_R H^\dagger \begin{pmatrix} \nu_{lL} \\ l_L \end{pmatrix} \right] \text{ avec } l = e, \mu, \tau \quad (1.32)$$

En introduisant l'expression 1.26 du champ de Higgs, on obtient les masses des leptons :

$$m_l = \frac{\lambda_l \nu}{\sqrt{2}} \text{ et } m_{\nu_l} = 0 \quad (1.33)$$

Les quarks sont tous massifs et les deux composantes des doublets d'isospin ont donc une valeur de masse non nulle. On généralise le couplage de Yukawa précédent (equation 1.31) par l'introduction d'un champ  $\tilde{H} = i\sigma_2 H^*$  :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}}^{\text{quark}} = -\lambda_d \left[ (u_L \bar{d}_L) H d_R + \bar{d}_R H^\dagger \begin{pmatrix} \nu_{lL} \\ d_L \end{pmatrix} \right] - \lambda_u \left[ (u_L \bar{d}_L) \tilde{H} d_R + \bar{d}_R \tilde{H}^\dagger \begin{pmatrix} \nu_{lL} \\ d_L \end{pmatrix} \right] \quad (1.34)$$

Les états propres de masses des quarks ne sont pas les états propres de l'interaction, il en résulte un mélange caractérisé par la matrice unitaire de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa. Cette matrice permet d'évaluer l'intensité des couplages des trois familles de quarks, dépend de quatre paramètres libres (trois angles et une phase) et s'écrit :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \quad (1.35)$$

Chaque couplage de Yukawa est calculé à partir des mesures de masses des fermions.

### 1.2.3 Faiblesses du Modèle Standard

Plusieurs problèmes ou interrogations théoriques laissent penser que le Modèle Standard est une théorie effective, valable jusqu'à l'échelle du TeV. Une nouvelle physique apparaît à cette énergie, contenant le Modèle Standard. Les principaux problèmes sont :

- Le nombre de paramètres libres :

Le Modèle Standard contient 19 paramètres libres : les 3 constantes de couplage, les 2 paramètres  $\lambda$  et  $\mu^2$  du potentiel de Higgs, les 9 couplages de Yukawa  $y_f$ , 3 angles et 1 phase pour les quarks dans la matrice CKM et un angle  $\theta$  associé aux champs de gluon. Ce nombre de paramètres ne remet pas la validité du Modèle en cause le fait qu'il soit élevé paraît peu naturel.

- Le problème de naturalité :

À très haute énergie, les corrections à la masse du Higgs sont de plusieurs ordres supérieures à la masse du boson elle-même. Des réglages très fin sur les paramètres du lagrangien sont nécessaires pour réduire cet écart d'ordre de grandeur, cet ajustement, appelé *fine tuning*, n'est pas naturel<sup>1</sup>. La masse  $m$  du boson de Higgs peut être donnée par la formule suivante :

$$m^2 = m_0^2 - \frac{y_f \Lambda^2}{8\pi^2} \quad (1.36)$$

où  $m_0$  correspond à la masse "nue" du boson, *i.e* sans interaction,  $y_f$  la valeur du couplage usuel du champ scalaire aux fermions (couplage de Yukawa) et  $\Lambda$  représente la limite de validité du Modèle où échelle de grande unification (GUT) et est associée en général à l'échelle de Planck  $M_P = 10^{19} \text{ GeV}$ . La formule 1.36 tient compte uniquement de la divergence quadratique introduite par la correction à une boucle fermionique de la masse du boson de Higgs (figure 1.2).

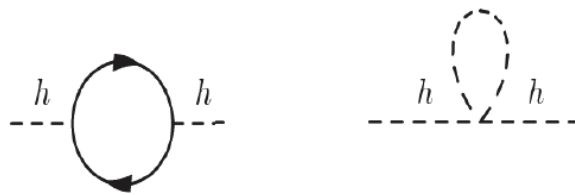


FIG. 1.2 – Corrections à une boucle à la masse du boson de Higgs, boucle fermionique à gauche et boucle avec un champ scalaire à droite.

Si on impose par exemple une masse du Higgs à  $m = 100 \text{ GeV}$  et  $\Lambda = 10^{19} \text{ GeV}$ , il est nécessaire d'ajuster  $m_0$  et  $y_f$  à 36 décimales près :

$$m_0^2 = 10^{38} \left( \frac{y_f^2}{8\pi^2} + 10^{-36} \right) \quad (1.37)$$

<sup>1</sup>Une théorie est dite naturelle si elle est stable lorsqu'on effectue de petites variations de ses paramètres

- La non-unification des couplages :

Les constantes de couplage  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  et  $\alpha_3$  liées respectivement aux interactions électromagnétique, faible et forte (produit direct des trois groupes de jauge) ne convergent pas en un même point à haute énergie (figure 1.3). De plus, la gravitation est totalement absente du Modèle Standard. L'interaction unique, socle d'une théorie du tout suggérerait que toutes les constantes prennent la même valeur à une énergie dite de grande unification. Les équations de renormalisation, permettant le calcul de l'évolution de ces constantes, n'aboutissent pas à une convergence, insinuant une imperfection du Modèle Standard et confirmant le caractère effectif de la théorie.

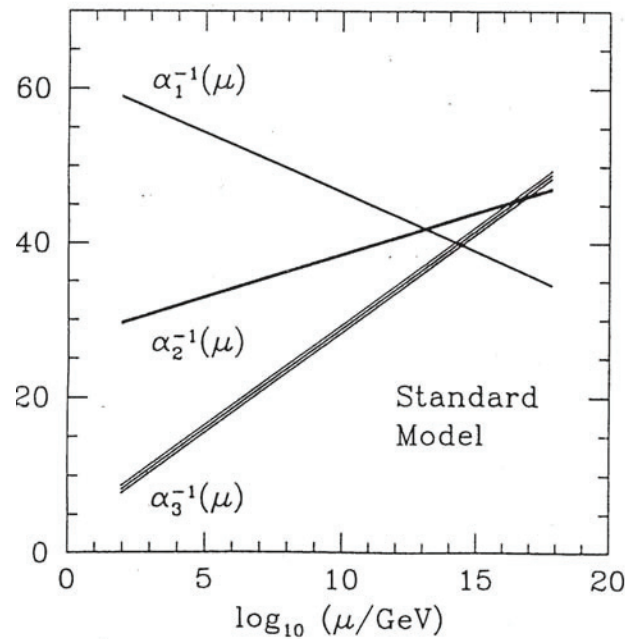


FIG. 1.3 – Evolution des constantes de couplage dans le Modèle Standard [11].

- D'autres problèmes tels que la violation de la symétrie CP ou la différence d'ordre de grandeur entre les masses des particules restent encore insolubles.

De nombreux modèles théoriques permettent de résoudre certains de ces problèmes et de répondre aux interrogations soulevées par le Modèle Standard. Actuellement, aucune d'entre elles n'a toutes les réponses tout en redonnant à basse énergie la physique que nous connaissons. Tous ces modèles sont des modèles effectifs à une énergie intermédiaire entre  $m_{Z_0}$  et  $m_{GUT}$ . La supersymétrie, introduite par Weiss et Zumino en 1974 [12], postule l'existence d'une nouvelle symétrie entre les fermions et les bosons permettant de régler le problème du *fine tuning* et le croisement des constantes de couplage. Elle est une bonne première étape dans la construction d'une théorie de grande unification.



## 1.3 La SuperSYmétrie (SUSY)

### 1.3.1 Introduction et motivations

La supersymétrie [12, 14] telle qu'introduite par Weiss et Zumino en 1974, avait pour but initial de généraliser le groupe de Poincaré des symétries d'espace-temps. En associant à chacun des fermions  $f_L$  et  $f_R$  un partenaire scalaire  $\tilde{f}_L$  et  $\tilde{f}_R$  avec les mêmes nombres leptoniques et baryoniques, ces derniers contribuent également aux diagrammes de correction radiative à la masse du Higgs. En développant à l'ordre supérieur la formule 1.36 correspondant à la correction à la masse du boson de Higgs, on obtient :

$$\Delta m_h^2 = -\frac{y_f^2 \Lambda^2}{8\pi^2} - \frac{3m_f^2}{8} \ln\left(\frac{\Lambda}{m_f}\right) - \dots \quad (1.38)$$

En considérant la contribution d'une boucle avec un champ scalaire à la correction de la masse du Higgs, on obtient le diagramme de droite de la figure 1.2 :

$$\Delta m_h^2 = +\frac{\lambda_s^2 \Lambda^2}{16\pi^2} - \frac{m_s^2}{8} \ln\left(\frac{\Lambda}{m_s}\right) - \dots \quad (1.39)$$

où  $\lambda_s$  est le couplage au champ scalaire et  $m_s$  la masse du scalaire. Les boucles fermioniques ont une contribution négative à la correction contrairement aux boucles scalaires. En ajoutant la symétrie fermion-scalaire, chaque convergence quadratique due aux fermions sera compensée systématiquement par un partenaire scalaire où  $\lambda_s = y_f$ . Les corrections radiatives ne varient alors plus comme le carré de l'énergie  $\Lambda$  mais comme son logarithme. Le problème de *fine tuning* ne se pose alors plus. La SUSY permet donc, au moins théoriquement, de répondre à certaines questions posées par le Modèle Standard :

- l'ajustement fin ;
- les équations de renormalisation sont modifiées et une convergence des constantes de couplage au même point apparaît (figure 1.4) laissant penser que la SUSY est une théorie effective de cette théorie du "tout" ;
- le temps de vie des protons, calculé à  $10^{31}$  années dans le cadre du Modèle Standard et estimé trop court, est repoussé à  $10^{32}$  années.

En 1976, Fayet [13] postule l'existence de nouvelles particules, partenaires supersymétriques ou superpartenaires des particules du Modèle Standard. Il introduit également de nouveaux champs de Higgs, ainsi que leurs superpartenaires et définit la R-parité. Aucun superpartenaire n'ayant encore été découvert, on en déduit que leurs masses sont différentes des masses de leurs partenaires du Modèle Standard. Pour expliquer cela, il faut introduire un mécanisme de brisure de la supersymétrie détaillé dans la section 1.4.

### 1.3.2 L'algèbre supersymétrique

L'algèbre de la supersymétrie [14] a été définie au début des années 1970. Elle consiste en une extension de l'algèbre du groupe de Poincaré, utilisant donc ses générateurs :  $M_{\mu\nu}$  du groupe de Lorentz et  $P_\mu$  des translations d'espace-temps. Ce n'est donc pas une symétrie interne mais une symétrie d'espace-temps permettant, grâce à un générateur des transformations de supersymétrie  $Q$ , de transformer un fermion  $|f\rangle$  en un boson  $|b\rangle$  et inversement :

$$Q|b\rangle = |f\rangle, Q|f\rangle = |b\rangle \quad (1.40)$$

Les générateurs  $Q$  sont des opérateurs fermioniques (de spin demi-entier) et ils vérifient la super-algèbre de Poincaré ou algèbre de Lie graduée :

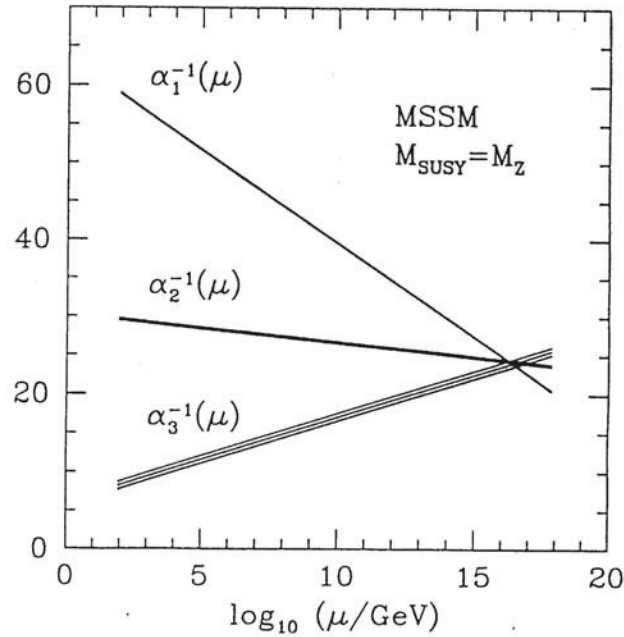


FIG. 1.4 – Evolution des constantes de couplage dans le Modèle Standard Supersymétrique Minimal [11].

– les relations de commutation avec l’algèbre de Poincaré sont :

$$[M_{\mu\nu}, Q_\alpha] = \frac{1}{2}(\sigma_{\mu\nu})_\alpha^\beta \quad (1.41)$$

$$[M_{\mu\nu}, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}] = -\frac{1}{2}(\bar{\sigma}_{\mu\nu})_{\dot{\alpha}}^\beta \quad (1.42)$$

$$[Q_\alpha, P_\mu] = 0 \quad (1.43)$$

$$[\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, P_\mu] = 0 \quad (1.44)$$

– les relations d’anticommutation pour les générateurs fermioniques sont :

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 2(\sigma^\mu)_{\alpha\dot{\beta}} P_\mu \quad (1.45)$$

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = 0 \quad (1.46)$$

Dans ces équations,  $Q_\alpha$  et  $\bar{Q}_{\dot{\alpha}}$  sont les spineurs de Weyl de chiralité gauche et droite respectivement permettant de décrire la particule, ou une transformation, de spin 1/2 et de parité donnée. Les matrices  $\sigma^\mu$  et  $\bar{\sigma}^\mu$  sont définies à l’aide des matrices de Pauli :  $\sigma^\mu = (1, \sigma^1, \sigma^2, \sigma^3)$  et  $\bar{\sigma}^\mu = (1, -\sigma^1, -\sigma^2, -\sigma^3)$ . Finalement, la matrice  $\sigma_{\mu\nu} = (\bar{\sigma}^\mu \sigma^\nu - \bar{\sigma}^\nu \sigma^\mu)$ .

Dans la suite, les superchamps et supermultiplets seront définis. A ce niveau, la masse d’une particule du Modèle Standard doit être égale à la masse de son superpartenaire. Il n’existe pas de telles particules, cela implique que la supersymétrie doit être brisée [15]. Le nombre  $N$  de générateurs de la supersymétrie est limité à  $N = 4$  ( $N = 8$ ) pour les théories à supersymétrie globale (locale), pour des raisons de renormalisabilité [16]. On distingue néanmoins le MSSM (*Minimal Standard Supersymmetric Model*) qui correspond à l’extension supersymétrique minimale du Modèle Standard avec un nombre de générateurs

de transformations supersymétriques  $N$  égal à 1. Dans ce cas, un seul partenaire supersymétrique est associé à chaque particule du Modèle Standard.

### 1.3.3 Définition des superchamps

Dans le MSSM, chaque particule supersymétrique est associée à une particule du Modèle Standard et diffère d'une demi-unité de spin. Le formalisme de superchamps permet de joindre dans un même multiplet une particule standard et son superpartenaire. Le tableau 1.3 résume le contenu en superchamps de l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard.

Supermultiplets	Spin 0	Spin 1/2	Spin 1
Supermultiplets chiraux			
	Squarks	Quarks	
$\hat{Q}_L$	$\tilde{Q}_L = (\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$	$Q_L = (u_L, d_L)$	
$\hat{U}_R$	$\tilde{U}_R = (\tilde{u}_R)$	$U_R = (u_R)$	
$\hat{D}_R$	$\tilde{D}_R = (\tilde{d}_R)$	$D_R = (d_R)$	
	Sleptons	Leptons	
$\hat{L}_L$	$\tilde{L}_L = (\tilde{\nu}, \tilde{l})$	$L_L = (\nu, l)$	
$\hat{E}_R$	$\tilde{E}_R = (\tilde{e}_R)$	$E_R = (e_R)$	
	Higgs	Higgsino	
$\hat{H}_1$	$H_1 = (H_1^0, H_1^-)$	$\tilde{H}_1 = (\tilde{H}_1^0, \tilde{H}_1^-)$	
$\hat{H}_2$	$H_2 = (H_2^+, H_2^0)$	$\tilde{H}_2 = (\tilde{H}_2^+, \tilde{H}_2^0)$	
Supermultiplets de jauge			
$\hat{B}$		Bino $\tilde{B}$	Boson B $B_\mu$
$\hat{W}^a$		Winos $\tilde{W}^a$	Bosons W $W_\mu^a$
$\hat{G}^a$		Gluinos $\tilde{G}^a$	Gluons $G_\mu^a$

TAB. 1.3 – Composition des supermultiplets dans l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard.

#### Les superchamps chiraux

Les supermultiplets chiraux sont construits à partir des fermions du Modèle Standard :

- $\hat{Q}_L = (Q_L, \tilde{Q}_L)$  contient le doublet de quarks gauches  $Q_L = (u_L, d_L)$  et leurs superpartenaires  $\tilde{Q}_L = (\tilde{u}_L, \tilde{d}_L)$  ;
- $\hat{U}_R = (u_R, \tilde{u}_R)$  et  $\hat{D}_R = (d_R, \tilde{d}_R)$  contiennent chacun le quark de chiralité droite et le partenaire supersymétrique correspondant ;
- $\hat{L}_L = (L_L, \tilde{L}_L)$  contient le doublet de leptons gauches  $L_L = (\nu, l)$  et leurs partenaires scalaires  $\tilde{L}_L = (\tilde{\nu}, \tilde{l})$  ;
- enfin,  $\hat{E}_R = (e_R, \tilde{e}_R)$  contient le lepton droit  $e_R$  et son partenaire supersymétrique  $\tilde{e}_R$ .

Il existe un de ces multiplets pour chaque génération de quarks et de leptons.

### Les superchamps vectoriels

Les supermultiplets vectoriels contiennent les bosons du Modèle Standard et vérifient  $V^\dagger = V$  :

- $\hat{B} = (B_\mu, \tilde{B})$ , est le supermultiplet qui associe au champ de jauge  $B_\mu$  de U(1) le champ fermionique  $\tilde{B}$  (bino) ;
- $\hat{W}^a = (W_\mu^a, \tilde{W}^a)$  est celui associant aux champs de jauge  $W_\mu^a$  de SU(2) les champs supersymétriques fermioniques  $\tilde{W}^a$  (wino) ;
- $\hat{G}^a = (G_\mu^a, \tilde{G}^a)$  permet d'associer aux champs de jauge de SU(3) correspondant aux gluons de couleurs  $G_\mu^a$  les gluinos  $\tilde{G}^a$ .

### Le boson de Higgs en Supersymétrie

Le Higgs étant une particule scalaire dans le Modèle Standard, il doit être contenu dans un supermultiplet chirale. Cependant, un seul doublet de Higgs  $H_1 = (H_1^0, H_1^-)$  se révèle être insuffisant pour deux raisons :

- les diagrammes d'anomalies triangulaires ne se compensent pas entre eux ;
- impossibilité de donner une masse à toutes les particules.

Il est donc nécessaire d'introduire un second doublet  $H_2 = (H_2^+, H_2^0)$  qui aura pour partenaire supersymétrique le champ fermionique  $\hat{H}_2 = (\tilde{H}_2^+, \tilde{H}_2^0)$ . Au final, deux bosons de Higgs chargés et deux bosons de Higgs neutres sont présents dans le cadre du MSSM.

## 1.4 Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM)

Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal est l'extension supersymétrique la plus simple du Modèle Standard. Cette section s'attachera en premier lieu à décrire succinctement la construction du lagrangien du MSSM [11, 17] puis définira la R-parité. Enfin, un détail du spectre physique sera présenté.

### 1.4.1 Construction du lagrangien du MSSM

Aucune particule supersymétrique ne possédant la même masse que son partenaire du Modèle Standard n'ayant encore été découverte, on en déduit que cette symétrie est brisée. Ces termes de brisures doivent vérifier plusieurs contraintes pour conserver les avantages de la supersymétrie. Tout d'abord, ils ne doivent pas diverger quadratiquement afin d'éviter tout ajustement fin tel qu'il existe dans le Modèle Standard. Cette brisure doit être en conséquence douce. Afin de satisfaire cette exigence, on postule l'existence d'un secteur caché comme origine de la brisure de la supersymétrie. On entend par secteur caché un secteur de très haute énergie inaccessible aux expériences de physique des particules. Enfin, il existe plusieurs possibilités pour permettre à cette brisure d'intervenir sur les observables. Le lagrangien peut être séparé en deux parties :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{SUSY} + \mathcal{L}_{soft} \quad (1.47)$$

où  $\mathcal{L}_{SUSY}$  est invariant par supersymétrie et  $\mathcal{L}_{soft}$  contient les termes brisant la supersymétrie. Deux types de modèles sont activement étudiés :

- le modèle de supergravité minimale (*mSUGRA*) [18] où la brisure est transmise au secteur observable par interaction gravitationnelle (section 1.4.2) ;
- le modèle GMSB (*Gauge Mediated Supersymmetry Breaking*) [19] où la brisure est transmise par interactions de jauge par des champs messagers.

La partie  $\mathcal{L}_{SUSY}$  du lagrangien peut être mise sous la forme :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{lepton} + \mathcal{L}_{quark} + \mathcal{L}_{jauge} + \mathcal{L}_{higgs} + \mathcal{W}_R \quad (1.48)$$

où  $\mathcal{L}_{lepton}$ ,  $\mathcal{L}_{quark}$  et  $\mathcal{L}_{jauge}$  correspondent aux termes d'interaction des leptons, quarks et bosons de jauge respectivement.  $\mathcal{L}_{higgs}$  est le lagrangien de Higgs et  $\mathcal{W}_R$  rassemble tous les termes permettant la violation de la conservation des nombres leptonique ou baryonique. La partie  $\mathcal{L}_{soft}$  peut se décomposer sous la forme :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{soft} = & \frac{1}{2}M_1\tilde{B}\tilde{B} + \frac{1}{2}M_2\tilde{W}^a\tilde{W}_a + \frac{1}{2}M_3\tilde{G}^a\tilde{G}_a \\ & + M_{\tilde{Q}^i}^2\tilde{Q}^{i\dagger}\tilde{Q}^i + M_{\tilde{U}^i}^2\tilde{U}^{i\dagger}\tilde{U}^i + M_{\tilde{D}^i}^2\tilde{D}^{i\dagger}\tilde{D}^i \\ & + M_{\tilde{L}^i}^2\tilde{L}^{i\dagger}\tilde{L}^i + M_{\tilde{E}^i}^2\tilde{E}^{i\dagger}\tilde{E}^i \\ & + m_1^2H_1^\dagger H_1 + m_2^2H_2^\dagger H_2 \\ & + \frac{g_2}{\sqrt{2}M_W} \left( \frac{m_{d^i}}{\cos\beta} A_{d^i} H_1 \tilde{Q}^i \tilde{D}^{i\dagger} + \frac{m_{u^i}}{\sin\beta} A_{u^i} H_2 \tilde{Q}^i \tilde{U}^{i\dagger} + \frac{m_{e^i}}{\cos\beta} A_{e^i} H_1 \tilde{L}^i \tilde{E}^{i\dagger} \right) \\ & - B\mu H_1 H_2 \\ & + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (1.49)$$

- $M_1$ ,  $M_2$  et  $M_3$  sont les termes de masses des gauginos ;
- $M_{\tilde{Q}^i}$ ,  $M_{\tilde{U}^i}$ ,  $M_{\tilde{D}^i}$ ,  $M_{\tilde{L}^i}$  et  $M_{\tilde{E}^i}$  sont les termes de masses des sfermions ;
- $m_1$  et  $m_2$  sont les termes de masses des bosons de Higgs ;
- $A_{d^i}$ ,  $A_{u^i}$  et  $A_{e^i}$  sont les couplages trilineaires entre les sfermions et les champs de Higgs ;
- le paramètre  $\mu$  est le terme de mélange des champs de Higgs.

#### 1.4.2 Le Modèle de Supergravité Minimale (*Minimal SUPER-GRavity*)

En se plaçant à l'échelle de grande unification ( $\Lambda_{GUT} = 2 \times 10^{16} \text{ GeV}$ ), plusieurs théories permettent l'unification des trois constantes de couplage associées aux trois groupes de jauge. Ce résultat important laisse supposer qu'une universalité existe et qu'elle pourrait s'étendre à d'autres paramètres. Ainsi, les hypothèses suivantes peuvent être émises à l'échelle de grande unification :

- les masses des différents jauginos sont égales et notées  $m_{1/2}$  :  $M_1 = M_2 = M_3 = m_{1/2}$  obéissant donc à la relation :

$$\frac{M_1}{\alpha_1} = \frac{M_2}{\alpha_2} = \frac{M_3}{\alpha_3} = \frac{m_{3/2}}{\alpha_{GUT}} \quad (1.50)$$

A l'échelle électrofaible, en suivant leurs évolutions dans les équations du groupe de renormalisation, cette hypothèse devient :

$$M_1 = \frac{5}{3}M_2 \tan^2 \theta_w \text{ et } M_3 = \frac{\alpha_s}{\alpha_{em}} M_2 \sin^2 \theta_w \quad (1.51)$$

$$M_1 : M_2 : M_3 \sim 1 : 2 : 7$$

- les masses des fermions scalaires et des Higgs sont égales et notées  $m_0$  :

$$M_{\tilde{Q}^i} = M_{\tilde{U}^i} = M_{\tilde{D}^i} = M_{\tilde{L}^i} = M_{\tilde{E}^i} = m_1 = m_2 = m_0 \quad (1.52)$$

- tous les couplages trilineaires sont égales à une même valeur  $A_0$ .

En rendant la supersymétrie locale, la gravitation est naturellement introduite dans les théories supersymétriques. Ces modèles sont appelés supergravité et le plus fréquemment étudié est le Modèle de Supergravité Minimale où  $mSUGRA$  [18]. Dans le cadre des modèles de supergravité, la brisure est transmise du secteur caché vers le secteur visible par interactions gravitationnelles. Mathématiquement, elle s'effectue par l'intermédiaire d'une  $v.e.v$   $\langle F \rangle$  et les termes de brisure douce du lagrangien  $\mathcal{L}_{soft}$  deviennent :

$$m_{soft} \sim \frac{\langle F \rangle}{M_P} \quad (1.53)$$

Pour des termes  $m_{soft}$  inférieurs au TeV, la brisure intervient à une échelle  $\sqrt{\langle F \rangle}$  de l'ordre de  $10^{10}$  GeV. Le spectre de particules supersymétriques est alors entièrement déterminé à partir des paramètres :

$$m_{1/2} \quad m_0 \quad \tan \beta \quad A_0 \quad \frac{\mu}{|\mu|} \quad (1.54)$$

où  $\tan \beta = v_2/v_1$  correspond au rapport des deux  $v.e.v$  des champs neutres du Higgs.

### 1.4.3 Définition de la R-parité

La dernière partie du lagrangien  $\mathcal{L}_{SUSY}$ ,  $\mathcal{W}_R$ , s'écrit :

$$\mathcal{W}_R = \frac{1}{2} \lambda^{ijk} \hat{L}_i \hat{L}_L \hat{L}_k + \lambda'ijk \hat{L}_i \hat{Q}_j \hat{D}_k + \lambda''ijk \hat{D}_i \hat{D}_j \hat{D}_k \quad (1.55)$$

Les deux premiers termes ne conservent pas le nombre leptonique et le dernier le nombre baryonique. Ils introduisent 45 nouveaux couplages :  $9\lambda^{ijk}$ ,  $27\lambda'ijk$  et  $9\lambda''ijk$ . Ces couplages sont contraints théoriquement ou par des observations expérimentales (durée de vie du proton par exemple). Il est cependant possible de supprimer ces contributions en ajoutant une nouvelle symétrie : la R-symétrie [20]. Cette symétrie permettait une brisure spontanée de la supersymétrie, entraînant une masse de gluino nulle à tous les ordres de la théorie des perturbations. Cela n'étant pas le cas, une symétrie discrète, appelée R-parité, a été introduite et définie comme :

$$R_p = (-1)^{3B+L+2S} \quad (1.56)$$

où B et L sont les nombres baryoniques et leptoniques et S le spin. Ainsi, les particules du Modèle Standard ont  $R_p = 1$  et leurs partenaires supersymétriques  $R_p = -1$ . Si  $R_p$  est conservé,  $\mathcal{W}_R = 0$ .

Dans le cadre de cette thèse, on admettra que la R-parité est conservée notamment pour les conséquences que cette conservation implique sur la recherche en collisionneur :

- les particules supersymétriques sont toujours produites par paires ;
- la particule supersymétrique la plus légère est stable (LSP pour *Lightest supersymmetric particle*). Les observations cosmologiques postulent l'existence d'une particule massive, neutre et stable. La LSP est donc un candidat pour expliquer la matière noire de l'univers ;
- la LSP interagit faiblement avec la matière et sa présence en collisionneur serait donc signalée par une grande quantité d'énergie manquante.

### 1.4.4 Spectre physique

Le tableau 1.4 recense le contenu en particules du MSSM. Il est important de constater que les états propres de masse des superpartenaires après la brisure douce sont constitués d'un mélange des états propres d'interaction.

Particules standards	Particules supersymétriques			
	Etats propres d'interactions		Etats propres de masse	
Quarks $q = u, d, c, s, t, b$	$\tilde{q}_L, \tilde{q}_R$	squark	$\tilde{q}_1, \tilde{q}_2$	squark
Leptons $l = e, \mu, \tau$	$\tilde{l}_L, \tilde{l}_R$	slepton	$\tilde{l}_1, \tilde{l}_2$	slepton
Neutrinos $\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	$\tilde{\nu}$	sneutrino	$\tilde{\nu}$	sneutrino
Gluons $g$	$\tilde{g}$	gluino	$\tilde{g}$	gluino
Bosons $W^\pm$	$\tilde{W}^\pm$	wino		
Higgs chargé $H_1^+$	$\tilde{H}_1^+$	higgsino	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$	charginos
Higgs chargé $H_2^-$	$\tilde{H}_2^-$	higgsino		
Photon $\gamma$	$\tilde{\gamma}$	photino		
Boson $Z_0$	$\tilde{Z}$	zino		
Higgs neutre $H_1^0$	$\tilde{H}_1^0$	higgsino	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$	neutralinos
Higgs neutre $H_2^0$	$\tilde{H}_2^0$	higgsino		

TAB. 1.4 – Champs et particules du MSSM.

Afin de déterminer les masses des particules supersymétriques après la brisure de supersymétrie, des hypothèses sur la valeur des couplages à haute énergie sont effectuées puis l'évolution est étudiée grâce aux équations du groupe de renormalisation. L'évolution des constantes de couplages  $\sqrt{\frac{5}{3}}g_1$ ,  $g_2$  et  $g_3$  est donnée par :

$$\frac{dg_i}{dt} = \frac{1}{16\pi^2} b_i g_i^3 \quad (1.57)$$

où  $t = \ln(Q/Q_0)$  avec  $Q$  l'énergie et  $Q_0$  l'énergie de référence.  $b_i$  sont des coefficients valant  $(41/10, -19/6, -7)$  pour le Modèle Standard. Ces valeurs augmentent pour le MSSM grâce aux contributions des diagrammes de Feynman contenant des particules supersymétriques dans les boucles et deviennent  $(33/5, 1, -3)$ . Ces valeurs permettent la convergence des constantes de couplages à une énergie de l'ordre de  $2 \times 10^{16} \text{ GeV}$  (figure 1.4).

Les masses des jauginos évoluent également en fonction des coefficients  $b_i$  et des constantes  $g_i$  :

$$\frac{dm_i}{dt} = \frac{1}{8\pi^2} b_i g_i^2 m_i \quad (1.58)$$

A partir des équations 1.57 et 1.58 et dans le cadre du modèle *mSUGRA* décrit précédemment (section 1.4.2), on montre que le rapport  $\frac{m_i}{g_i^2}$  est constant et donc que :  $\frac{m_1}{g_1^2} = \frac{m_2}{g_2^2} = \frac{m_3}{g_3^2}$ . A l'échelle de Planck, de l'ordre de  $10^{18} \text{ GeV}$  donc à une énergie supérieure à l'énergie d'unification des constantes de couplage, ces masses sont égales à une seule masse notée  $m_{1/2}$  et correspond à celles de tous les fermions supersymétriques. A l'échelle électrofaible, *i.e*  $Q \approx m_Z$ , le rapport relatif entre ces masses peut être calculé grâce aux valeurs connues des constantes de couplage :  $m_2 = 2m_1$  et  $m_3 = 7m_1$ .

### Les charginos

Les winos,  $\tilde{W}^\pm$  sont les partenaires supersymétriques des bosons  $W^\pm$ , ils sont définis comme :

$$\tilde{W}^\pm = \frac{\tilde{W}_1 \pm i\tilde{W}_2}{\sqrt{2}} \quad (1.59)$$

Les higgsinos  $\tilde{H}_1^+$  et  $\tilde{H}_2^-$  sont les superpartenaires des deux Higgs chargés  $H_1^+$  et  $H_2^-$ . Les états propres de masses sont appelés charginos et notés  $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ . Il proviennent du mélange d'états d'interaction des winos et higgsinos, leurs masses sont calculées en diagonalisant la matrice :

$$\mathcal{M}_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm} = \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & X \end{pmatrix} \text{ avec } X = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}M_W \sin \beta \\ \sqrt{2}M_W \cos \beta & \mu \end{pmatrix} \quad (1.60)$$

La diagonalisation se fait par l'intermédiaire de deux matrices ( $2 \times 2$ )  $U$  et  $V$  :  $U * XV^{-1} = \mathcal{M}_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm}$ . Les masses des charginos sont finalement :

$$m_{\tilde{\chi}_{1,2}^\pm}^2 = \frac{1}{2} \left( M_2^2 + \mu^2 + 2m_W^2 \mp \sqrt{(M_2^2 - \mu^2)^2 + 4m_W^2 \cos^2(2\beta) + 4m_W^2 (M_2^2 + \mu^2 + 2M_2\mu \sin(2\beta))} \right) \quad (1.61)$$

### Les neutralinos

Les neutralinos sont les états propres de masse des binos neutres et higgsinos neutres après brisure de la symétrie électrofaible. Quatre neutralinos sont ainsi obtenus et classés par ordre de masse croissante :  $\tilde{\chi}_1^0$ ,  $\tilde{\chi}_2^0$ ,  $\tilde{\chi}_3^0$  et  $\tilde{\chi}_4^0$ . La diagonalisation de la matrice  $\mathcal{M}_{\tilde{\chi}^0}$  permet de calculer ces masses :

$$\mathcal{M}_{\tilde{\chi}^0} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \sin \beta \sin \theta_W \\ 0 & M_2 & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W \\ -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z \sin \beta \sin \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (1.62)$$

où  $\theta_W$  est l'angle de Weinberg défini par :

$$\cos \theta_W = \frac{g_2}{\sqrt{(g_1^2 + g_2^2)}} \quad (1.63)$$

La diagonalisation de  $M_{\tilde{\chi}^0}$  s'effectue grâce à une matrice unitaire ( $4 \times 4$ ) :  $N = Z * \mathcal{M}_{\tilde{\chi}^0} Z^{-1} = \mathcal{M}_{\tilde{\chi}^0}$ . On notera que dans la plus grande partie de l'espace des paramètres, le neutralino le plus léger  $\tilde{\chi}_1^0$  est la LSP. Cette particule étant neutre, massive et stable, il est le candidat favori en tant que particule matière noire dans les études en collisionneur.

### Les sfermions

Les états de masse des sfermions  $\tilde{f}_1, \tilde{f}_2$  sont issus du mélange des états de chiralité gauche et droite ( $\tilde{f}_L, \tilde{f}_R$ ). Seuls les sfermions de la même saveur peuvent être mélangés. Les couplages trilineaires  $A_i$  et les masses des fermions  $m_f$ , à travers les couplages de Yukawa, interviennent dans le calcul de la matrice de masse des sfermions :

$$\mathcal{M}_{\tilde{f}}^2 = \begin{pmatrix} m_{\tilde{f}_L}^2 & a_{\tilde{f}_L} m_f \\ a_{\tilde{f}_L} m_f & m_{\tilde{f}_R}^2 \end{pmatrix} \quad (1.64)$$



Les termes  $a_{\tilde{f}}$  dépendent des sfermions considérés et des couplages trilineaires. Pour les squarks :

$$a_{\tilde{f}} = \begin{cases} A_U - \mu/\tan\beta & \text{pour } \tilde{f} = (\tilde{u}, \tilde{c}, \tilde{t}) \\ A_D - \mu \times \tan\beta & \text{pour } \tilde{f} = (\tilde{d}, \tilde{s}, \tilde{b}) \end{cases} \quad (1.65)$$

Les masses des quarks up et down sont donnés par les relations :

$$\left. \begin{aligned} m_{\tilde{u}_L, \tilde{d}_L}^2 &= M_{\tilde{Q}_L}^2 + C_{u_L} \\ m_{\tilde{u}_R}^2 &= M_{\tilde{U}_R}^2 + C_{u_R} \\ m_{\tilde{d}_R}^2 &= M_{\tilde{D}_R}^2 + C_{d_R} \end{aligned} \right\} C_f = m_f^2 + m_Z^2(I_q^3 - Q_f \sin^2 \theta_W) \cos(2\beta) \quad (1.66)$$

Pour les sleptons, le mélange entre les états gauche et droit est paramétrisé par un angle de mélange  $\theta_{\tilde{f}}$  :

$$\begin{cases} \tilde{f}_1 = \tilde{f}_L \cos \theta_{\tilde{f}} + \tilde{f}_R \sin \theta_{\tilde{f}} \\ \tilde{f}_2 = -\tilde{f}_L \sin \theta_{\tilde{f}} + \tilde{f}_R \cos \theta_{\tilde{f}} \end{cases} \quad (1.67)$$

Les termes non diagonaux de  $\mathcal{M}_{\tilde{f}}^2$  étant proportionnels à la masse du fermion correspondant, très peu de mélange est présent pour les sfermions de la première et deuxième génération et peuvent donc être négligés. Pour la troisième génération en revanche, ces termes ne sont plus négligeables et une grande différence dans les états de masse  $\tilde{f}_1^{3^{\text{ème}} \text{génération}}$  et  $\tilde{f}_2^{3^{\text{ème}} \text{génération}}$  apparaît avec notamment des états de masse  $\tilde{f}_1^{3^{\text{ème}} \text{génération}}$  légers :

$$m_{\tilde{f}_{1,2}}^2 = \frac{1}{2} \left( (M_{\tilde{f}_R}^2 + M_{\tilde{f}_L}^2) \mp \sqrt{(M_{\tilde{f}_R}^2 - M_{\tilde{f}_L}^2)^2 + 4a_f^2 m_f^2} \right) \quad (1.68)$$

## Les gluinos

Les gluinos possèdent un nombre de couleur et ne peuvent donc être associés aux autres jauginos qui possèdent tous les mêmes nombres quantiques. Leur masse dépend finalement uniquement de  $m_{1/2}$  et de la valeur de la constante unifiée, *i.e* la valeur de la constante de couplage à l'échelle de Planck  $Q_{Planck}$ .

## Exemple d'évolution des masses des particules supersymétriques

La figure 1.5 représente un exemple d'évolution des masses des particules supersymétriques à partir des équations du groupe de renormalisation. Pour cette figure,  $Q_0 = 2,5 \times 10^{16} \text{ GeV}$ . Le fait que  $H_u = \sqrt{\mu^2 + m_{H_u}^2}$  devienne négatif à l'échelle électrofaible implique que la symétrie électrofaible est brisée. Cette brisure est une conséquence directe du modèle supersymétrique, il n'est pas nécessaire de rajouter des termes explicites.

La figure 1.6 est un exemple de spectre de masse étudié dans le cadre de cette thèse (chapitre 4). Les masses des sleptons et des squarks de première et seconde génération ne sont pas représentées car elles sont très élevées (de l'ordre de 5 *TeV*). Les désintégrations correspondent aux flèches pointillées où le dégradé de gris représente le rapport d'embranchement (plus le taux d'embranchement est élevé, plus la ligne est foncée). Dans cet exemple,  $m_{\tilde{g}} = 350 \text{ GeV}$ ,  $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60 \text{ GeV}$  et  $m_{\tilde{t}_1} = 100 \text{ GeV}$ . En fixant  $\tan\beta = 3$  et surtout le couplage trilineaire correspondant au quark top  $A_t = -1170$ , il est possible d'observer une importante différence de masses entre les 2 stops ( $m_{\tilde{t}_2} = 683 \text{ GeV}$ ). Cela sera plus amplement détaillé dans le chapitre 4.

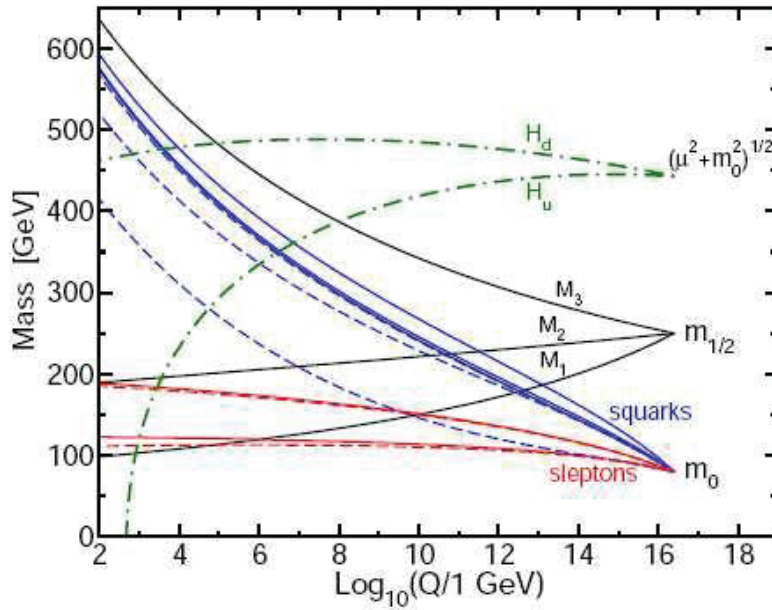


FIG. 1.5 – Evolution des masses des particules supersymétriques de l'échelle de GUT jusqu'à l'échelle électrofaible [14].

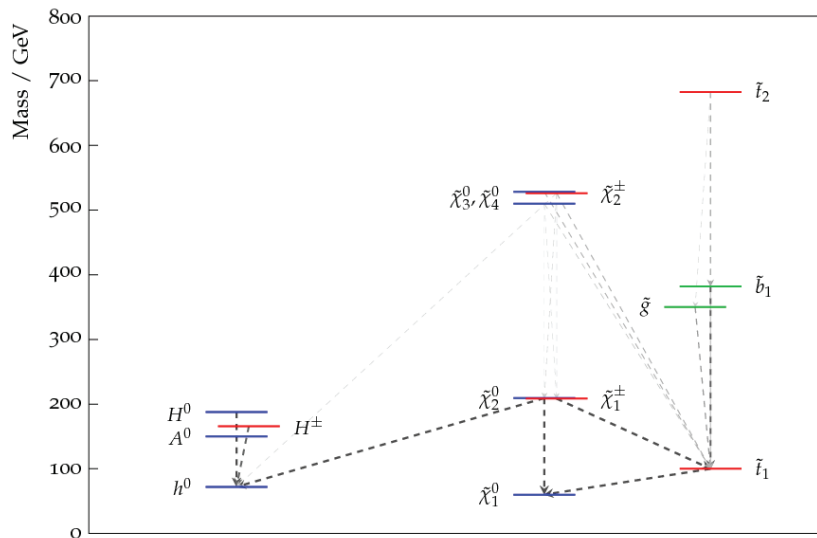


FIG. 1.6 – Spectre de masse des particules supersymétriques et désintégrations dans le cadre du MSSM et du scénario du stop léger présenté dans le chapitre 4.

## 1.5 Conclusion

La supersymétrie est une théorie effective attrayante et activement étudiée. Les résultats du LEP, Tevatron et du LHC ont permis de repousser les limites du spectre de masses des particules supersymétriques. L'échelle du TeV atteinte par le LHC est cependant un espoir de découverte d'une ou de plusieurs particules prédites par ce modèle. La supersymétrie est une théorie qui généralise l'algèbre de Poincaré en rendant possible une transformation entre fermions et bosons et inversement. En plus de régler les problèmes d'ajustement fin et de hiérarchie du Modèle Standard, elle est à la base de la théorie des cordes, modèle intéressant pour une possible Grande Unification des quatre forces fondamentales dans un unique formalisme théorique. Enfin, la convergence des constantes de couplage et l'apport d'une particule candidate pour l'explication de la matière noire dans l'univers sont des atouts extrêmement importants.

Le chapitre suivant est dédié à la description détaillée du dispositif expérimental permettant la vérification ou l'exclusion de théories telles que décrites dans ce premier chapitre. Dans le cadre de cette thèse, une partie du temps a été consacrée à la recherche de supersymétrie dans un espace de paramètres particuliers. Cette étude est détaillée dans le chapitre 4. Le chapitre 3 est dédié à une étude plus orientée sur le détecteur avec la reconstruction des muons des rayons cosmiques dans CMS.

# Chapitre 2

## Dispositif expérimental

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Le LHC</b>	<b>35</b>
2.1.1	Choix d'un collisionneur hadronique	36
2.1.2	Le cheminement des protons et collisions	38
	Cheminement des protons	38
	Contraintes nécessaires	38
	La collision proton-proton	38
2.1.3	Luminosité et nombre d'événements	39
2.1.4	Les expériences le long du LHC	40
<b>2.2</b>	<b>Compact Muon Solenoid - Le détecteur CMS</b>	<b>41</b>
	Description générale	41
	Système de coordonnées	42
2.2.1	Le trajectographe	44
	Le détecteur à pixels	44
	Le détecteurs à pistes	45
2.2.2	Le calorimètre électromagnétique	46
	Description	46
	Performances et résolutions	48
2.2.3	Le calorimètre hadronique	48
	Description	48
	Performances du calorimètre hadronique	49
2.2.4	L'aimant supraconducteur	49
2.2.5	Le spectographe à muons	50
2.2.6	Le système de déclenchement et d'acquisition des données ou <i>trigger</i>	53
	Le déclenchement de niveau I ou <i>trigger L1</i>	53
	Le déclenchement de haut niveau ou HLT ( <i>High Level Trigger</i> )	53
<b>2.3</b>	<b>Reconstruction des objets physiques dans CMS</b>	<b>54</b>
2.3.1	Les jets	54
	Introduction	54
	L'algorithme anti- $k_t$	55
	La calibration en énergie des jets	55
2.3.2	Les leptons	56
	Les muons	56
	Les électrons	58
2.3.3	L'énergie transverse manquante	59
2.3.4	Le reconstruction du flux de particules ( <i>Particle flow</i> )	61

	Description du particle flow . . . . .	61
	Performances du particle flow . . . . .	62
<b>2.4</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>65</b>

---

Ce chapitre est consacré à la description du dispositif expérimental. Il est composé de trois parties : la première dédiée à la description du LHC (*Large Hadron Collider* - Grand Collisionneur de Hadron), la deuxième au détecteur CMS (*Compact Muon Solenoid*) et la dernière à la reconstruction des objets physiques au sein du détecteur.

## 2.1 Le LHC

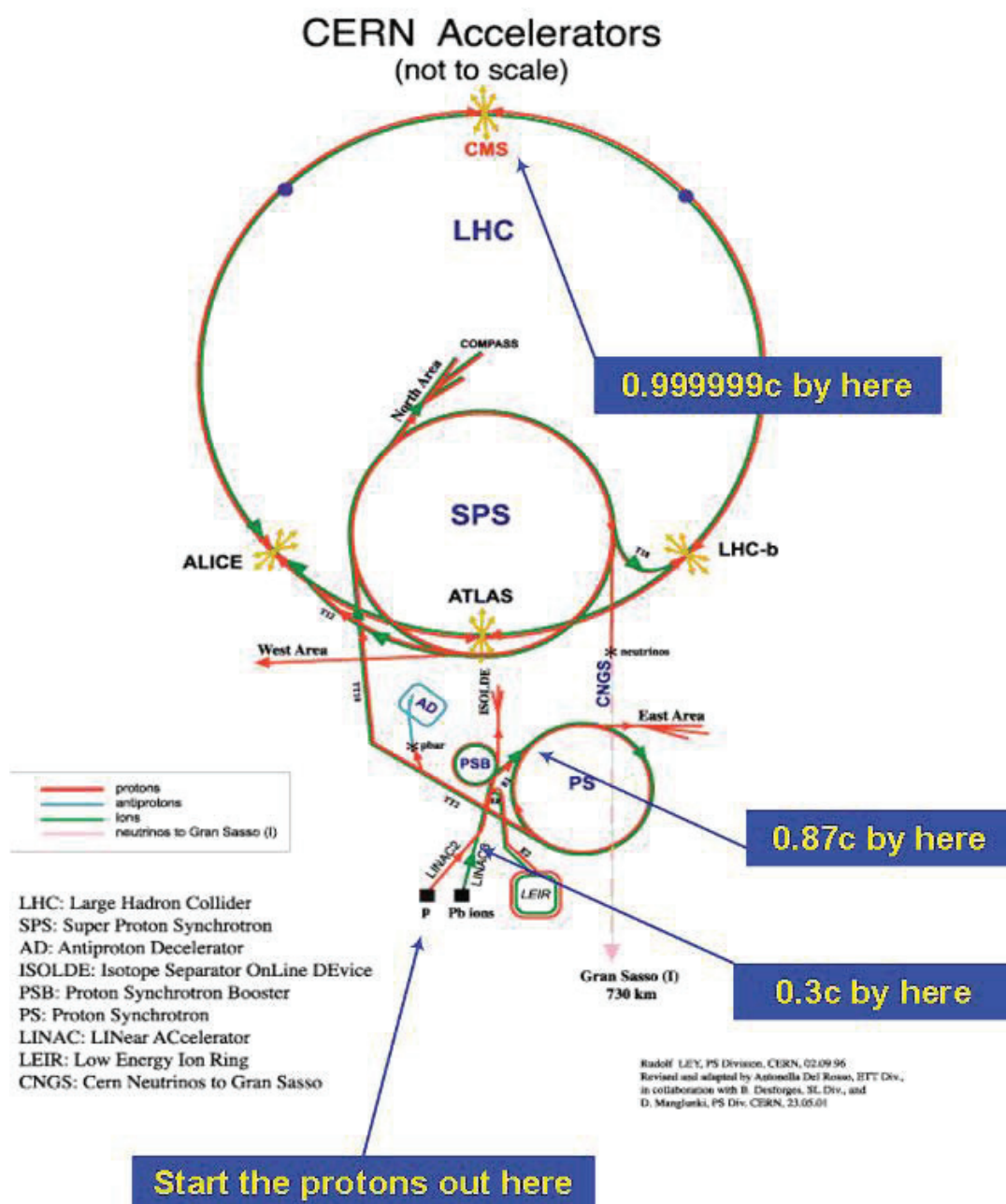


FIG. 2.1 – Description du LHC.

Le LHC (figure 2.1) est un collisionneur de particules lourdes (hadrons) telles que des protons ou des ions plomb construit sur le site du LEP dans les environs de Genève. Le projet LHC fut approuvé par le conseil du CERN en 1994, l'énergie initialement prévue était de  $7 \text{ TeV}$  par faisceau incident. Depuis l'incident du 19 septembre 2008, l'énergie maximale par faisceau a été établie à  $3,5 \text{ TeV}$  et les premières collisions à  $7 \text{ TeV}$  dans le référentiel du centre de masse ont été effectuées le 30 mars 2010.

### 2.1.1 Choix d'un collisionneur hadronique

Les recherches menées au LEP jusqu'en 2000 et au Tevatron jusqu'à aujourd'hui ont permis d'obtenir une limite inférieure à la masse du boson de Higgs du Modèle Standard de  $114 \text{ GeV}/c^2$  et une zone d'exclusion de  $158 \text{ GeV}/c^2$  à  $176 \text{ GeV}/c^2$  (figure 2.2) [22, 23]. Pour continuer cette recherche, il est nécessaire d'augmenter l'énergie disponible afin d'être capable de produire des particules dont les masses pourraient atteindre l'échelle du TeV. D'autre part, la recherche de processus rares est un but avoué au LHC et la luminosité nécessaire doit par conséquent être importante. Les premiers résultats du LHC sur la recherche du boson de Higgs vont dans ce sens puisque la zone d'exclusion du boson de Higgs du Modèle Standard fournie par les expériences CMS et ATLAS est de  $144 \text{ GeV}/c^2$  à  $440 \text{ GeV}/c^2$  (figure 2.3) [24, 25].

Les collisionneurs circulaires électrons-positrons sont intrinsèquement limités en énergie par les effets de rayonnement synchrotron. Pour une particule de masse  $m$  et d'énergie  $E$  suivant une trajectoire circulaire de rayon  $R$  ( $4,3 \text{ km}$  pour le LHC), la perte d'énergie est proportionnelle à  $(E/m)^{-4} \times R^{-1}$ . Il ne fut donc pas possible d'étendre l'accélérateur  $e^+e^-$  déjà en place. Une des extensions serait un collisionneur à muons. En effet, avec une masse de  $105,6 \text{ MeV}/c^2$ , le muon est environ 200 fois plus massif que l'électron ( $m_e = 511 \text{ keV}/c^2$ ), les pertes radiatives seraient donc  $1,6 \times 10^8$  fois moins importantes. Cependant, le muon est difficile à produire et se désintègre rapidement (son temps de vie propre est de  $2,2 \mu\text{sec}$ ).

Un accélérateur linéaire permettrait de régler définitivement le problème posé par le rayonnement synchrotron. Cependant, jusqu'à la technologie Tesla [26] apparue récemment (cavité radio-fréquence supra-conductrice), il n'était pas envisageable d'accélérer des électrons à une énergie suffisamment élevée sur une courte distance. Ce type de projet est toujours d'actualité avec la prochaine génération d'accélérateur tel que ILC (*International Linear Collider*) [27] et CLIC (*Compact Linear Collider*) [28].

Finalement, l'utilisation d'un collisionneur de hadrons fut l'alternative choisie. Les protons étant des particules chargées, ils peuvent être accélérés et collimés de la même manière que les leptons. La masse du proton étant de  $938 \text{ MeV}/c^2$ , les pertes radiatives sont donc  $10^{13}$  fois moins importantes que pour l'électron. Le Tevatron, accélérateur proton-antiproton ( $p\bar{p}$ ) basé à Fermilab à Chicago, a démontré qu'il était possible de faire des découvertes et des mesures très précises avec un collisionneur hadronique. Cependant, les sources d'antiprotons ne sont pas assez intenses pour atteindre les luminosités recherchées, il fut donc décidé que le LHC serait un collisionneur proton-proton ( $pp$ ).

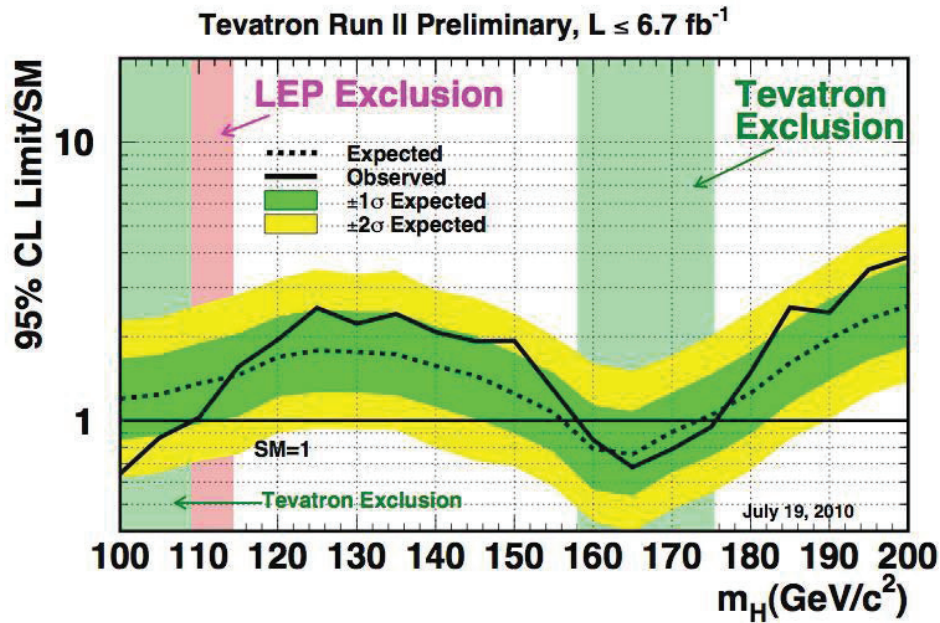


FIG. 2.2 – Diagramme d'exclusion du boson de Higgs du Modèle Standard par le LEP et le Tevatron. Ce graphique représente le rapport  $r$  entre la section efficace exclue et celle attendue dans le Modèle Standard en fonction de la masse du Higgs. Toutes les valeurs en dessous de  $r = 1$  sont donc exclues à 95 % de niveau de confiance [22].

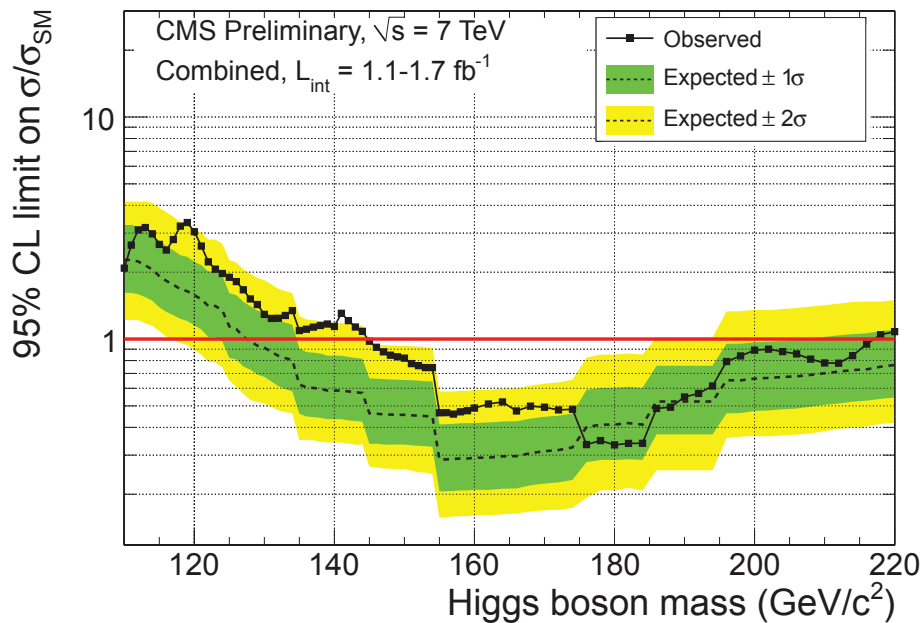


FIG. 2.3 – Diagramme d'exclusion du boson de Higgs du Modèle Standard par l'expérience CMS au LHC. Ce graphique représente le rapport  $r$  entre la section efficace exclue et celle attendue dans le Modèle Standard en fonction de la masse du Higgs. Toutes les valeurs en dessous de  $r = 1$  sont donc exclues à 95 % de niveau de confiance [24].



### 2.1.2 Le cheminement des protons et collisions

#### Cheminement des protons

Le cheminement d'un proton, depuis sa création jusqu'à la collision dans un des détecteurs installés le long de l'anneau du LHC (figure 2.1), consiste en six étapes distinctes :

- les protons sont tout d'abord obtenus à partir d'hydrogène pur en bouteille. L'hydrogène est injecté dans le *Duoplasmatron Proton Ion Source* où il est chauffé et ionisé sous la forme de plasma. Les électrons et les protons sont séparés par un champ électrique et les protons sont ensuite regroupés par des électro-aimants ;
- ils sont ensuite accélérés dans un accélérateur linéaire (*LINEAC2*) passant d'une énergie de 0 à 50 *MeV*. Leur vitesse atteint environ  $0.3c$  où  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide ( $c = 299\,792\,458\text{ m/s}$ ) ;
- les protons sont dirigés dans le *booster* (où *Proton Synchrotron Booster*), accélérateur circulaire de 157 *m* de circonférence constitué de 4 anneaux superposés. Les protons atteignent alors en sortie une énergie de 1,4 *GeV* ;
- ils entrent ensuite dans le *Proton Synchrotron* (PS) qui porte l'énergie des protons à 25 *GeV*. Leur vitesse atteint alors  $0,87c$ . À ce stade, chaque paquet de proton provenant du *booster* est découpé en 12 ;
- le *Super Proton Synchrotron* (SPS), accélérateur circulaire de 6,3 *km* de circonférence, leur permet d'atteindre une énergie de 450 *GeV* soit une vitesse de  $0,99c$  ;
- finalement, le LHC leur communique une énergie de 3,5 *TeV* soit 3500 fois leur énergie de masse. Lorsque le LHC fonctionnera à son énergie nominale, soit 7 *TeV* par faisceau, les protons atteindront la vitesse exceptionnelle de  $0,999999991c$  ; autrement dit, ils se déplaceront à la vitesse de 299 792 455,3 *m/s* soit seulement 2,7 *m/s* moins vite que la lumière.

#### Contraintes nécessaires

Pour obtenir de telles vitesses, d'importantes contraintes de pressions et de températures doivent être respectées. Ainsi, la pression interne du LHC est de  $10^{-13}\text{ atm}$ , cela correspond à une pression 10 fois plus faible que celle régnant sur la Lune. Le système de distribution cryogénique, alimentant l'anneau en hélium super-fluide, permet le fonctionnement des aimants supra-conducteurs et maintient le LHC à une température de  $-271,3\text{ }^\circ\text{C}$  ( $1,9\text{ K}$ ) plus froide que l'espace intersidéral (environ  $2,7\text{ K}$ ).

#### La collision proton-proton

À contrario, lorsque deux faisceaux de protons entrent en collision au cœur d'un des détecteurs, la température générée peut atteindre, dans un espace extrêmement réduit, des températures supérieures de 100 000 fois à celles qui règnent au centre du Soleil.

Lors de la collision, seul un proton par proton interagit, les deux autres sont considérés comme "spectateurs". Deux types d'interactions sont alors possibles (le plus souvent simultanément) :

- les interactions à "grande distance" avec faible transfert d'impulsion produisent essentiellement des particules de grande impulsion longitudinale et faible impulsion transverse qui échappent majoritairement à la détection, ce sont cependant les plus probables au LHC ;
- les interactions à "faible distance" ou collisions dures permettent la création de particules de forte impulsion transverse, aisément détectables. C'est ce type de collisions

qui crée les phénomènes physiques les plus intéressants à étudier.

### 2.1.3 Luminosité et nombre d'événements

Pour un processus de physique des particules le nombre d'événements est donné par :

$$N = \int \mathcal{L}(t) \times \sigma \times dt \quad (2.1)$$

où  $\sigma$  est la section efficace du processus,  $t$  la durée de la prise de donnée et  $\mathcal{L}$  la luminosité instantanée délivrée par la machine et définie par :

$$\mathcal{L} = \frac{N_p^2 k_p f}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \quad (2.2)$$

où  $N_p$  est le nombre de protons par paquet,  $k_p$  le nombre de paquets,  $f$  la fréquence de rotation d'un paquet et  $(\sigma_x, \sigma_y)$  l'étalement transversal du faisceau.

La luminosité instantanée prévue initialement au LHC était de  $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  pour les trois premières années de fonctionnement (période de basse luminosité) puis de  $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  (période de haute luminosité). Un an de fonctionnement aurait donc fourni une luminosité intégrée de  $10 \text{ fb}^{-1}$  puis de  $100 \text{ fb}^{-1}$  respectivement.

La luminosité ne reste pas constante sur toute la durée d'un cycle de prise de donnée (*run*). Elle décroît principalement à cause de la perte en intensité du faisceau [29]. Un des facteurs de cette perte sont les collisions elles-mêmes. Le temps de décroissance caractéristique de l'intensité du faisceau est décrit par :

$$\tau_{coll} = \frac{N_{tot,t=0}}{L\sigma_{tot}k} \quad (2.3)$$

où  $N_{tot,t=0}$  est le nombre initial de protons dans le faisceau,  $L$  la luminosité initiale,  $\sigma_{tot}$  la section efficace totale et  $k$  le nombre de points d'interactions. Pour les conditions nominales du LHC,  $\tau_{coll} = 44,85 \text{ h}$ . Deux autres paramètres réduisent de manière significative le temps de vie du faisceau :

- la diffusion interne au faisceau ;
- les interactions entre les protons et le gaz de particules piégé au centre des détecteurs par les champs magnétiques.

Au final, ces trois contributions donnent un temps de vie pour les faisceaux du LHC  $\tau_L$  :

$$\frac{1}{\tau_L} = \frac{1}{\tau_{diffusion}} + \frac{1}{\tau_{gaz}} + \frac{1}{\tau_{coll}}, \quad \tau_L = 14,9 \text{ h} \quad (2.4)$$

En raison de l'incident de septembre 2008 et avant de plus amples travaux permettant d'atteindre l'énergie nominale de  $14 \text{ TeV}$  dans le centre de masse, l'énergie des faisceaux a été fixée à  $3,5 \text{ TeV}$  contre  $7 \text{ TeV}$  prévue initialement. En effet, lors des tests avec faisceaux en septembre 2008, à cause de défauts dans les inter-connections entre les aimants, plusieurs dipôles supra-conducteurs du LHC ont subi une soudaine transition résistive (*quench*), une perte du faisceau fut provoquée ainsi qu'un fort dégagement d'hélium gazeux et d'importants dégâts mécaniques sur un grand nombre de dipôles. Il fut alors décidé d'effectuer une réparation rapide des aimants entraînant une limitation de leur puissance plutôt qu'une remise à niveau complète qui aurait impliquée un retard important pour le programme de recherche. Le tableau 2.1 indique les paramètres de fonctionnement du LHC pour l'année 2010 décidé par le comité du LHC en février 2010.

Paramètres	Unité	2010	Projet initial
Énergie par faisceau	TeV	3,5	7
Énergie dans le centre de masse	TeV	7	14
Champ magnétique	T	4,5	8,33
Luminosité instantannée	$10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	17,3	$10^3$
Luminosité intégrée	$fb^{-1}$ par an	5,5	100
Nombre de protons par paquets	$10^{10}$	7	10
Nombre de paquets		796	2808
Nombre moyen de collisions inélastiques par croisement de faisceau		1,16	19
Fréquence de révolution d'un paquet	kHz	11,246	11,246
Étalement longitudinal d'un paquet	cm	5,83	5,3
Étalement transversal d'un paquet	$\mu\text{m}$	45	15
Durée entre deux paquets	ns	50	25
Angle de croisement des faisceaux	$\mu\text{rad}$	130	300
Perte d'énergie par tour	keV	0,42	6,7

TAB. 2.1 – Caractéristiques principales des faisceaux du LHC pour les périodes 2010/2011 en comparaison du projet initial

La section efficace de collisions inélastiques au LHC étant très importante (de l'ordre du barn au carré), un événement de collision sera superposé de 1,16 événement issu de ce processus en 2010. Cette superposition d'événements (empilement ou *pile-up* physique) est une grande source de bruit de fond et doit être prise en compte dans les analyses.

De plus, les temps de réponse et de traitement de l'électronique étant du même ordre que le temps entre deux paquets dans le cadre d'un fonctionnement nominal du LHC (25 ns), il est possible que les particules créées lors d'une collision soit enregistrées et associées à la collision suivante ou précédente engendrant alors un nouvel empilement dit *pile-up* électronique. Pour le moment, la durée entre deux paquets (50 ns) permet d'éviter ce problème.

#### 2.1.4 Les expériences le long du LHC

Le long de l'anneau du LHC, quatre principales expériences enregistrent les données issues des collisions *pp* (figure 2.4) :

- CMS [30, 31, 32] et ATLAS [33, 34] sont deux expériences généralistes dont les principaux objectifs sont la recherche du boson de Higgs, de la Supersymétrie, de la physique liée au quark *top* et toute manifestation de nouvelle physique au-delà du Modèle Standard.
- ALICE [35] est une expérience dédiée à la physique des ions lourds. L'étude du plasma de quarks et gluons, les transitions de phase de saveur des quarks et l'étude de la structure de la matière hadronique sont les principaux objectifs de cette expérience.
- LHCb [36] est dédiée à la physique du quark *b* et aux mesures de précision de la violation CP.

Deux autres expériences, TOTEM [37] et LHCf [38], sont installées avant et après CMS (point 5). Ils ont pour but de mesurer la luminosité du LHC, l'étude de la physique diffractive et des phénomènes très à l'avant.

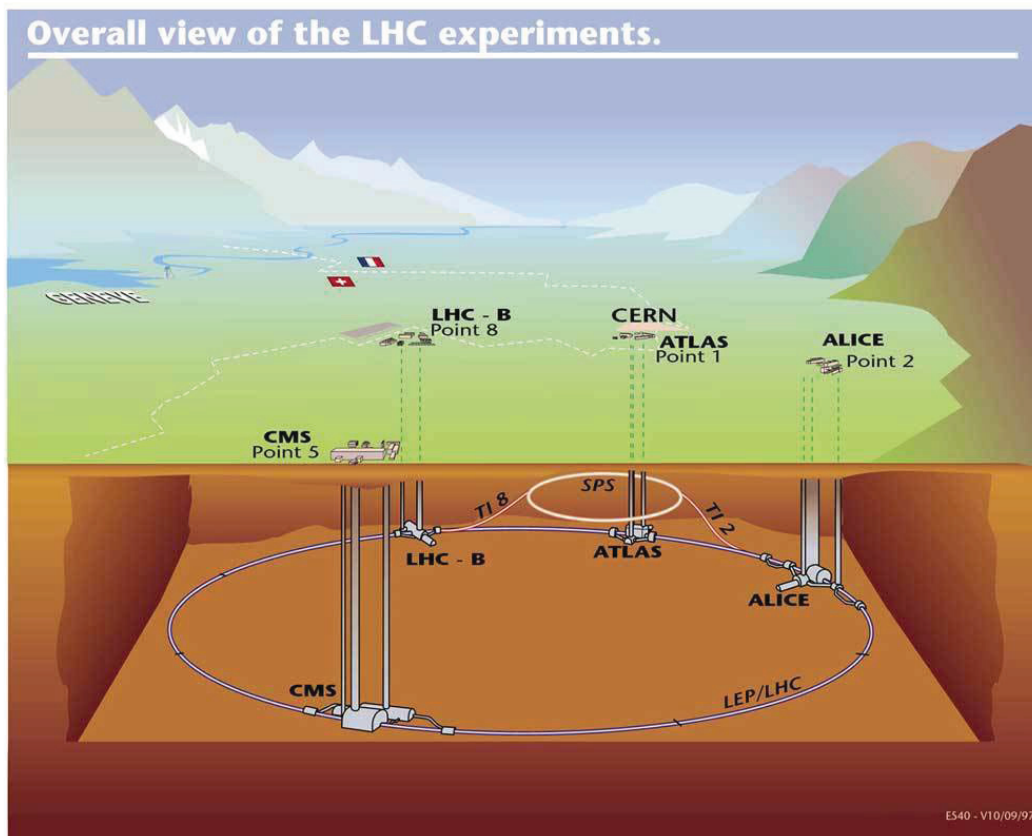


FIG. 2.4 – Vue d’ensemble des expériences installés le long de l’anneau du LHC.

## 2.2 Compact Muon Solenoid - Le détecteur CMS

CMS est, avec ATLAS, une expérience généraliste ayant pour buts majeurs :

- de confirmer et préciser les mesures de la physique du Modèle Standard ;
- de découvrir le boson de Higgs ;
- de chercher des signes de la physique au-delà du Modèle Standard ;
- d’étudier les collisions d’ions lourd.

### Description générale

L’ensemble du complexe dédié à l’expérience est situé à Cessy en France, au “point 5”. Pour minimiser le temps et les coûts, CMS a été construit en surface en 14 tranches autonomes. Ces tranches ont été ensuite descendues une à une à 100 m sous terre puis assemblées. Le dernier élément de construction a été descendu le 22 janvier 2008.

CMS est un détecteur cylindrique de 24 m de long, 14,6 m de diamètre pour une masse de 14500 tonnes (figure 2.5). Il est constitué d’une succession de sous-détecteurs concentriques ; du centre vers l’extérieur :

- le trajectographe permet de reconstruire la trajectoire des particules chargées ;
- le calorimètre électromagnétique (*Electromagnetic CALorimeter - ECAL*) enregistre l’énergie des photons et des électrons ;

- le calorimètre hadronique (*Hadronic CALorimeter - HCAL*) a pour but de mesurer la direction et l'énergie des hadrons ;
- l'aimant supra-conducteur produit un champ magnétique de 3,8 T, assez puissant pour courber la trajectoire des particules chargées ;
- enfin, les chambres à muons permettent l'identification de la trajectoire et la mesure de l'énergie des muons.

Chaque sous-détecteur sera plus amplement détaillé dans les sections suivantes.

### Système de coordonnées

Le système de coordonnées utilisé dans CMS est un repère orthonormé cartésien  $(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$  (figure 2.5) où  $O$  est le centre du détecteur,  $\vec{x}$  pointe vers le centre du LHC,  $\vec{z}$  est tangent au faisceau et  $\vec{y}$  complète le repère.

CMS possédant une symétrie cylindrique, le repère trigonométrique  $(O, r, \theta, \phi)$  est aussi utilisé.  $r$  correspond à la distance dans le plan perpendiculaire à l'axe du faisceau (plan transverse) entre le point considéré et  $O$  ;  $\theta$  est l'angle d'émission par rapport à l'axe du faisceau (plan longitudinal) et  $\phi$  est l'angle azimutal dans le plan transverse.

Cependant, les particules produites au LHC sont des particules relativistes, il est alors préférable d'utiliser le cadre relativiste (transformation de Lorentz). On définit tout d'abord l'impulsion de la particule par :

$$p = \gamma m v \text{ avec } m \text{ la masse et } v \text{ la vitesse de la particule et } \gamma = \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.5)$$

puis la rapidité  $y$  par :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_z}{E - p_z} \right), \quad p_z = p \cdot \cos \theta \quad (2.6)$$

où  $p_z$  est la composante longitudinale de l'impulsion  $p$  de la particule et  $E$  son énergie. Dans le cas de particules ultra-relativistes ( $|\vec{p}| \gg m$ ), la rapidité  $y$  peut être approximée par la pseudo-rapidité  $\eta$  :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} \right) = -\ln \tan \left( \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.7)$$

On utilise finalement le repère  $(O, r, \eta, \phi)$  avec  $\eta \in [-\infty; +\infty]$  et  $\phi \in [-\pi; \pi]$  pour décrire la géométrie au sein de CMS.

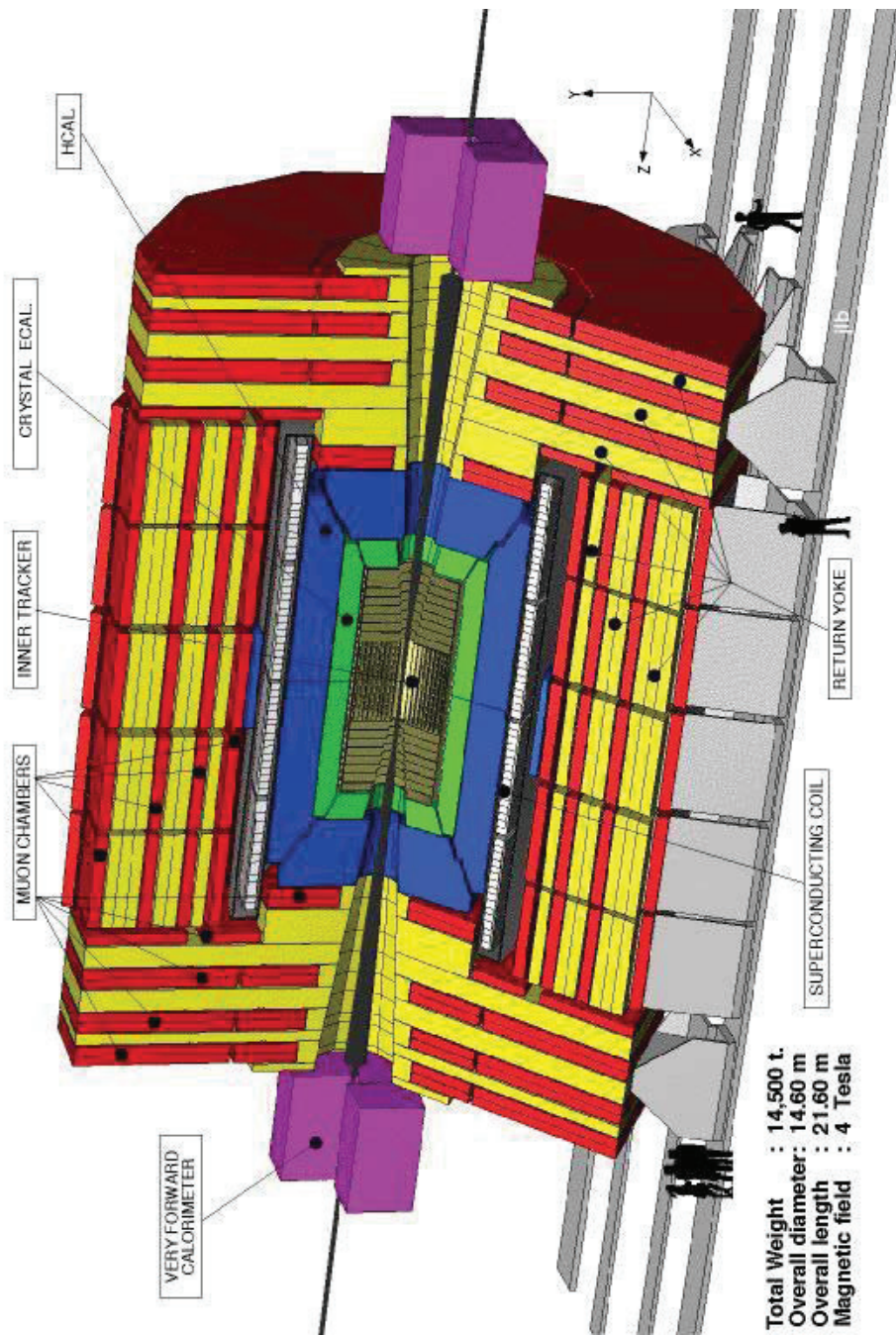


FIG. 2.5 – Vue éclatée du détecteur CMS.

### 2.2.1 Le trajectographe

Le trajectographe est le détecteur le plus proche du faisceau et du point de collision. Il a pour but de reconstruire les traces des particules chargées issues des collisions à partir de suites d'impacts (*hits*) enregistrés sur chaque couche du détecteur. La trace reconstruite permet la détermination de l'impulsion et de la charge de la particule associée. Toute particule de charge  $q$  se déplaçant dans un champ magnétique uniforme d'intensité  $B$  subit la force de Lorentz. Sa trajectoire est alors hélicoïdale, de rayon de courbure  $R_c$ . L'impulsion dans le plan transverse  $p_T$  peut être alors calculée par :

$$p_T = qBR_c \quad (2.8)$$

À partir de la mesure de l'angle  $\theta$ , obtenue grâce aux positions suivant  $\vec{z}$  des impacts formant la trace, l'impulsion totale  $p$  peut être calculée par :

$$p = \frac{p_T}{\sin \theta} \quad (2.9)$$

Une bonne reconstruction de la trajectoire amènera donc à une bonne évaluation de l'impulsion de la particule concernée. Le trajectographe de CMS a été pensé et construit dans ce but. Il se décompose en deux sous-ensembles (figure 2.6) utilisant deux technologies différentes : le détecteur à pixels et le trajectographe à micro-pistes de silicium. L'association de ces deux sous-détecteurs permet d'atteindre des résolutions spatiales, donc des qualités de reconstruction, inégalées.

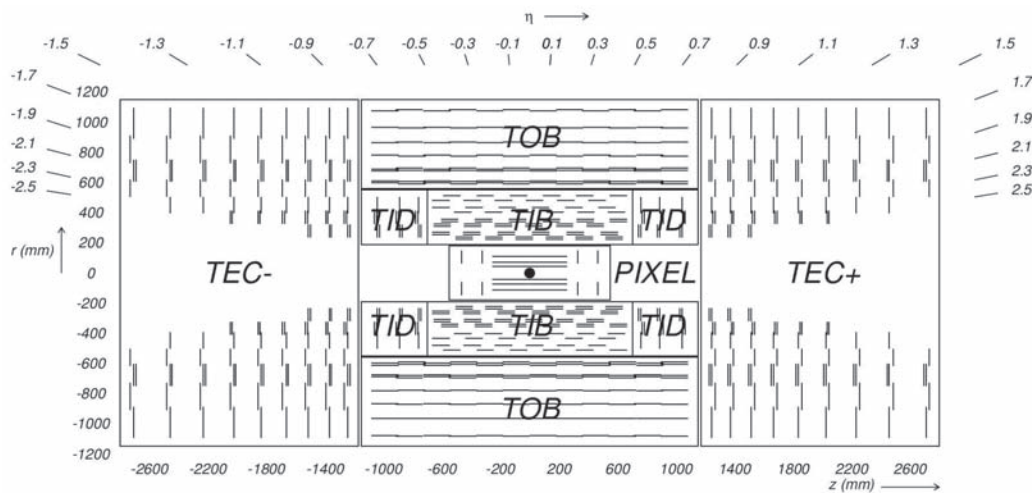


FIG. 2.6 – Coupe dans le plan longitudinal du trajectographe de CMS et couverture en  $\eta$ .

#### Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels, essentiel pour l'initiation de la reconstruction des traces et la reconstruction des vertex (points de commencement des traces), est composé d'un tonneau (BPix - *Barrel pixels*) contenant trois couches de détections à des distances du faisceau  $r = 4,4 \text{ cm}$ ,  $7,3 \text{ cm}$  et  $10,2 \text{ cm}$  et de deux bouchons (FPix - *Forward pixels*) de deux disques chacun à  $z = \pm 34,5 \text{ cm}$  et  $\pm 46,5 \text{ cm}$  (figure 2.7 (a)). Ce détecteur contient 65 millions de pixels chacun mesurant  $125 \times 125 \mu\text{m}^2$  de section et  $250 \mu\text{m}$  d'épaisseur. La résolution

spatiale atteinte est de  $10 \mu\text{m}$  dans le plan transverse et de  $20 \mu\text{m}$  dans le plan longitudinal.

L'électronique de lecture de chaque pixel est directement intégrée sur celui-ci sous la forme d'une matrice permettant la lecture analogique de 4160 pixels (figure 2.7 (b)).

Cependant, il est le détecteur le plus proche du faisceau et reçoit donc un taux très importants de radiations, il est en effet attendu un flux de l'ordre de  $10^{14} \text{ MeV}$ -équivalent-neutrons par  $\text{cm}^2$  à une distance de  $7 \text{ cm}$  du faisceau. En fonction de la luminosité, il est prévu de remplacer les deux premières couches au bout de 6 ans d'exploitation.

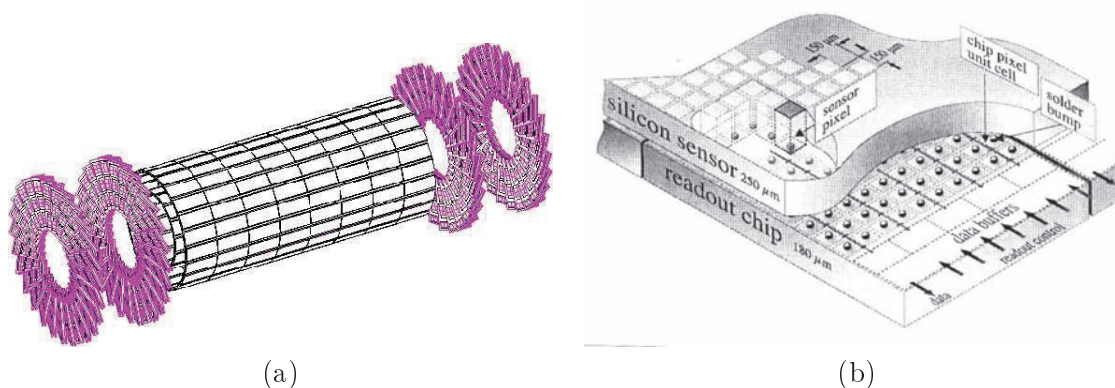


FIG. 2.7 – Vue tridimensionnelle du détecteur à pixels (a) et de l'électronique de lecture (b).

### Le détecteurs à pistes

**Le tonneau interne** ou TIB (*Tracker Inner Barrel*) est composé de 4 couches pour un total de 2724 modules. Il couvre les régions où  $|z| < 65 \text{ cm}$  dans un rayon compris entre  $22,5$  et  $50 \text{ cm}$ . Chaque couche est un assemblage de détecteurs à pistes de silicium d'une épaisseur de  $320 \mu\text{m}$  pour un pas variant de  $80$  à  $120 \mu\text{m}$ .

Les deux premières couches sont construits à partir de modules "stéréos" composés de deux modules collés l'un à l'autre avec un angle de  $100 \text{ mrad}$  entre les deux. Cet assemblage permet d'obtenir une résolution de  $23$  à  $34 \mu\text{m}$  dans le plan transverse et de  $230 \mu\text{m}$  dans le plan longitudinal. Pour les deux couches les plus externes, les pistes des modules sont orientées parallèlement au faisceau et ne fournissent une position que dans le plan transverse.

**Les disques internes** ou TID (*Tracker Inner Disk*) sont composés de trois disques parallèles dans le prolongement du TIB jusqu'à une distance  $|z| < 110 \text{ cm}$ . Les 816 modules du TID, placés sous la forme d'anneaux, pointent vers la ligne de faisceau. Chacun d'entre eux a une épaisseur de  $320 \mu\text{m}$  et un pas inter-pistes variant de  $80$  à  $140 \mu\text{m}$ . De la même manière que pour le TIB, les deux premiers anneaux sont équipés de modules stéréos.

**Le tonneau externe** ou TOB (*Tracker Outer Barrel*, figure 2.8 (a)) est construit autour du TIB et du TID pour couvrir un espace  $|z| < 110 \text{ cm}$  et  $50 \text{ cm} < r < 120 \text{ cm}$ . De même que pour le TIB, les pistes sont orientées parallèlement au faisceau et les deux premières des six couches du TOB sont équipées de modules stéréos. Les 5208 modules



du TOB ont une épaisseur de  $500 \mu\text{m}$  et un pas inter-pistes variant de  $120$  à  $180 \mu\text{m}$  permettant une résolution spatiale entre  $32$  et  $52 \mu\text{m}$  dans le plan transverse et de  $530 \mu\text{m}$  dans le plan longitudinal.

**Les bouchons** ou TEC (*Tracker End-Cap*, 2.8 (b)), composés de neuf disques chacun, ferment la structure. Ils couvrent les régions  $120 \text{ cm} < |z| < 280 \text{ cm}$  et  $20 \text{ cm} < r < 120 \text{ cm}$ . De la même manière que les TID, les pistes des modules sont orientées vers la ligne de faisceau et placées en forme d'anneaux. Les deux premiers anneaux et le cinquième sont équipés de modules stéréos. Les trois premiers anneaux sont constitués de 2512 modules dont l'épaisseur vaut  $320 \mu\text{m}$  et de pas inter-pistes variant de  $100$  à  $140 \mu\text{m}$ . Pour les trois anneaux suivants, les 3888 modules restants ont une épaisseur de  $500 \mu\text{m}$  pour un pas entre  $140$  et  $180 \mu\text{m}$ .

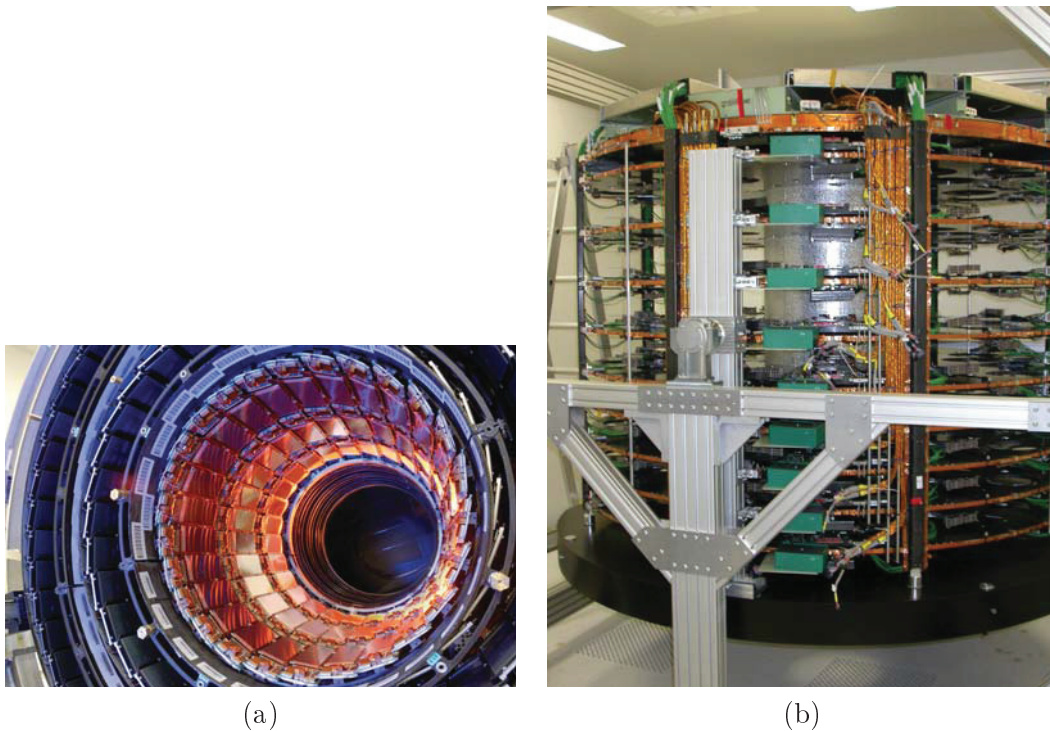


FIG. 2.8 – Photographies du TOB (a) et de l'un des deux TEC (b).

## 2.2.2 Le calorimètre électromagnétique

### Description

Comme son nom l'indique, le calorimètre électromagnétique (figure 2.9) ou ECAL (*Electromagnetic CALorimeter*) est conçu pour la mesure de l'énergie et de la direction des particules réagissant à l'interaction électromagnétique. Dans le détail, ce sont essentiellement les photons et les électrons qui seront détectés dans ce calorimètre.

Ce sous-détecteur est constitué d'un ensemble de 75848 cristaux de  $PbWO_4$  et se compose de trois structures :

**Le tonneau** ou EB (*Electronic Barrel*) d'un rayon interne de  $129 \text{ cm}$  se compose de 36 super-modules couvrant la moitié de la longueur du tonneau. Chaque super-module est

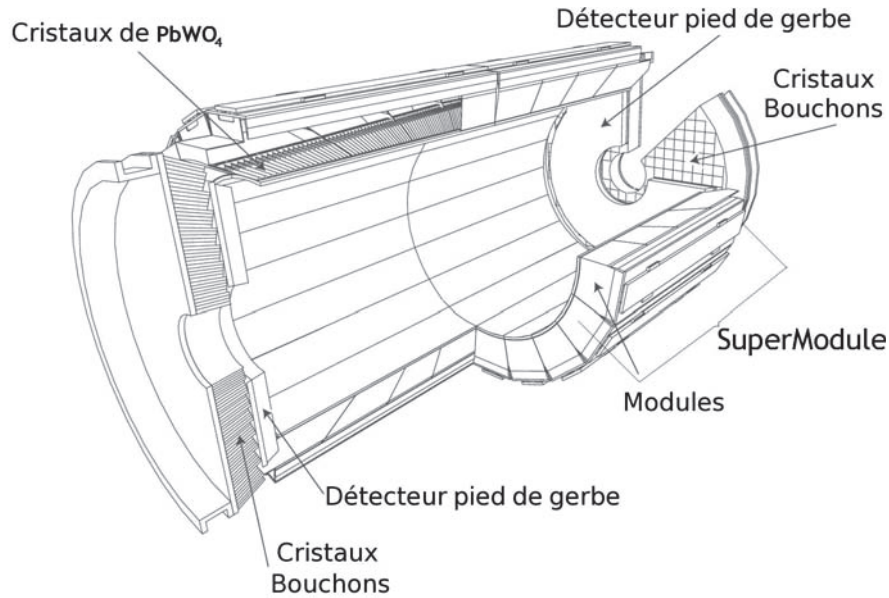


FIG. 2.9 – Vue globale du calorimètre électromagnétique.

constitué de 1700 cristaux présentant une surface de  $22 \times 22 \text{ mm}^2$  pour une longueur de  $230 \text{ mm}$ . Ils permettent une couverture en pseudo-rapacité de  $-1,479 < \eta < 1,479$ .

**Les bouchons** ou EE (*Electronic End-cap*), perpendiculaires au faisceau et dans le prolongement du EB, se situe à une distance de  $314 \text{ cm}$  du point d'interaction pour une couverture en  $|\eta|$  allant de 1,479 jusqu'à 3. Les cristaux ont une section transversale de  $28,6 \times 28,6 \text{ mm}^2$  pour une longueur de  $220 \text{ mm}$ . Chaque bouchon est constitué de 7324 cristaux regroupés selon des matrices  $5 \times 5$  nommées super-cristaux.

**L'initiateur de gerbe** (*preshower*) est placé contre les cristaux des bouchons, entre le EB et le EE. Il consiste en deux couches de détecteurs à pistes de silicium de pas  $1,9 \text{ mm}$  placées derrière deux couches d'absorbeur en plomb. Son but est d'améliorer la précision de la mesure de la position de la gerbe électromagnétique et la discrimination  $\gamma/\pi_0$ .

L'un des principaux objectifs de l'expérience CMS est la recherche du boson de Higgs. Dans le cas où la masse du Higgs est petite ( $114 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 140 \text{ GeV}/c^2$ ), le meilleur canal de recherche est celui de la désintégration en deux photons. Cependant, ce canal est noyé dans des bruits de fond extrêmement contraignants. Cette recherche, reposant sur l'apparition d'un pic de masse invariante  $\gamma\gamma$ , nécessite une excellente résolution en énergie pour que ce pic soit fin et discernable (de l'ordre du  $\text{GeV}/c^2$ ). Dans le cas d'une recherche d'un boson de Higgs lourd, le canal de désintégration le plus prometteur est le canal  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ . Une excellente résolution sur la reconstruction des électrons et de leur énergie devient également obligatoire.

Les cristaux scintillateurs induisent un arrêt total des électrons et des photons permettant ainsi une mesure en énergie précise. L'utilisation d'un calorimètre à échantillonnage n'aurait pas pu remplir correctement ce but car une partie de la gerbe aurait échappé à la détection. Le choix final s'est donc porté sur des cristaux en tungstate de plomb ( $\text{PbWO}_4$ ) pour leur forte densité, un faible rayon de Molière<sup>1</sup> et une grande vitesse de radiation.

<sup>1</sup>Le rayon de Molière  $R_M$  d'un matériau caractérise la taille dans le plan transverse d'une gerbe électromagnétique initiée par un photon ou un électron de haute énergie. Il s'agit du rayon du cylindre contenant 90% de l'énergie déposée par la gerbe. Un rayon de Molière faible implique une meilleure résolution spatiale

## Performances et résolutions

Dans le cas de la recherche d'un boson de Higgs léger ( $H \rightarrow \gamma\gamma$ ), la résolution en masse va dépendre de trois contributions distinctes ( $E$  correspond à l'énergie d'un photon) :

– **la résolution en énergie** des deux photons est donnée, pour chaque photon, par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{2,7\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{210 \text{ MeV}}{E} \oplus 0,55\% \text{ pour le tonneau} \quad (2.10)$$

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{5,7\%}{\sqrt{E}} \oplus \frac{915 \text{ MeV}}{E} \oplus 0,55\% \text{ pour les bouchons} \quad (2.11)$$

– **la résolution spatiale** est donnée par :

$$\sigma(\mu m) = \frac{2580}{\sqrt{E}} \oplus 95 \text{ pour la résolution en position} \quad (2.12)$$

$$\sigma(mrad) = \frac{36,5}{\sqrt{E}} \oplus 4,1 \text{ pour la résolution angulaire} \quad (2.13)$$

Pour deux photons d'énergies respectives  $E_1$  et  $E_2$  séparés par un angle  $\theta$ , la résolution en masse atteinte par le calorimètre est :

$$\frac{\sigma_M}{M} = \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{\sigma_{E_1}}{E_1} \oplus \frac{\sigma_{E_2}}{E_2} \oplus \frac{\sigma_\theta}{\tan \frac{\theta}{2}} \right) \quad (2.14)$$

avec  $\oplus$  qui exprime une somme quadratique,  $E$  en GeV et  $\theta$  en radians.

### 2.2.3 Le calorimètre hadronique

#### Description

Le calorimètre hadronique (figure 2.10) a pour but de mesurer la direction et l'énergie des hadrons issus de l'hadronisation des quarks et gluons produits lors des interactions ou issus de la désintégration des  $\tau$ . Les contraintes imposées à ce sous-détecteur sont une grande herméticité spatiale et énergétique, et une grande compacité afin de pouvoir loger entre l'ECAL et l'aimant supraconducteur. Il a donc été nécessaire de maximiser la quantité d'absorbeur tout en minimisant la quantité de matériaux actifs. Pour l'absorbeur, le choix s'est porté sur le laiton pour sa faible longueur d'interaction et son faible taux de diffusions multiples des muons grâce à son  $Z$  réduit ; de plus, c'est un matériau non magnétique et facile à usiner. Des feuilles de plastiques scintillateurs couplées à des fibres optiques ont été utilisées comme matériau actif ; cette technologie, développée au CERN, a été utilisée lors de l'amélioration du détecteur CDF au Tevatron. La lecture des photons issus des fibres optiques s'effectue ensuite par l'intermédiaire de photodiodes.

Le calorimètre hadronique est composé de quatre parties : le tonneau HB (*Hadronic Barrel calorimeter*), les deux bouchons HE (*Hadronic End-cap calorimeter*), le calorimètre externe HO (*Hadronic Outward calorimeter*) et les calorimètres très en avant HF (*Hadronic Forward calorimeter*) permettant une couverture en pseudorapidité très large :  $|\eta| < 5$ .

**Le tonneau** recouvre les régions où  $|\eta| < 1,4$ . Il est constitué de 2304 tours de détection avec une segmentation en  $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0,087 \times 0,087$ . Chaque tour consiste en un empilement alternant jusqu'à 15 plaques de laiton de 5 cm d'épaisseur et des scintillateurs plastiques de 3,7 mm d'épaisseur ; seule la première couche de scintillateurs traversée par

---

et moins de recouvrement entre les gerbes

les particules émergent de l'ECAL mesure 9 mm d'épaisseur

**Les bouchons** correspondent aux régions où  $1,3 < |\eta| < 3$ . Ils sont séparés du tonneau par une zone inclinée à  $53^\circ$  ne pointant pas vers la zone d'interaction. Cette zone permet le passage de tout ce qui est nécessaire au fonctionnement du trajectographe et du calorimètre électromagnétique. Les bouchons sont segmentés en 14 tours en  $\eta$  : les 5 tours les plus externes ont une segmentation en  $\phi$  de  $5^\circ$  et en  $\eta$  de 0,087 ; les 8 tours les plus internes ont une segmentation en  $\phi$  de  $10^\circ$  et en  $\eta$  de 0,09 à 0,35.

**Le calorimètre externe** prend sa place entre l'aimant supraconducteur et les chambres à muons. Il est constitué de couches de scintillateurs de 10 mm d'épaisseur et couvre les régions où  $|\eta| < 1,26$ . Les feuilles de scintillateurs sont segmentées tous les  $30^\circ$  en  $\phi$  afin d'être compatible avec la segmentation des chambres à muons et en 5 sections selon  $\eta$  couvrant 2,5 m en  $z$  à chaque fois.

**Le calorimètre à l'avant** est placé entre  $|\eta| = 3,0$  et  $|\eta| = 5,0$  à partir de  $|z| = 11,2$  m avec une profondeur de 1,65 m. L'acier est utilisé comme absorbeur et des fibres de quartz détectant la lumière Cerenkov comme matériaux scintillants. L'acier est placé orthogonalement au faisceau et les fibres parallèlement. 13 tours en  $\eta$  composent le HF avec un  $\Delta\eta$  entre 0,1 et 0,175 et une segmentation en  $\phi$  de  $10^\circ$ .

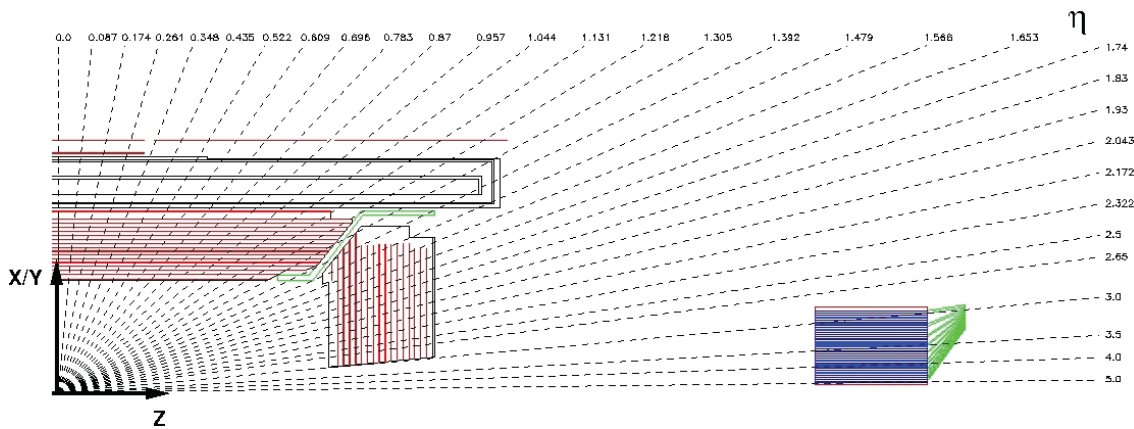


FIG. 2.10 – Quart d'une coupe du calorimètre hadronique.

### Performances du calorimètre hadronique

La résolution en énergie du calorimètre hadronique pour un hadron isolé est estimé à :

$$\frac{\sigma_E}{E}(\%) = \frac{100\%(150\%)}{\sqrt{E}} + 5\% \quad (2.15)$$

dans le tonneau (bouchons) du calorimètre hadronique et à :

$$\frac{\sigma_E}{E}(\%) = \frac{200\%}{\sqrt{E}} + 10\% \quad (2.16)$$

pour le calorimètre à l'avant.

#### 2.2.4 L'aimant supraconducteur

Hormis les chambres à muons, tous les détecteurs de CMS sont baignés dans un intense champ magnétique fourni par un aimant supra-conducteur (figure 2.11 (a)). Le choix

d'utiliser la supra-conductivité a été dicté par le fait qu'une excellente résolution de la reconstruction des particules chargées dans le trajectographe était nécessaire ; cependant la compacité du détecteur CMS étant extrême, le champ magnétique au sein du détecteur doit alors être fort pour atteindre le but fixé.

L'aimant de CMS est composé de 5 bobines jointives en niobium-titane d'une longueur de 12,9 m pour un diamètre de 5,9 m étant parcourues par 2168 spires. Il est refroidi par de l'hélium liquide jusqu'à une température de 4,2 K. Le courant le traversant atteint 15,5 kA produisant un champ magnétique de 3,8 T au niveau du trajectographe et des calorimètres (figure 2.11 (b)). L'aimant peut emmagasiner une énergie maximale de 2,7 GJ, il faut 5 heures pour atteindre la valeur nominale du champ magnétique et 18 heures pour se décharger. Cependant, en cas d'urgence et pour protéger l'ensemble des sous-détecteurs, des résistances de 50 mΩ sont utilisées permettant une décharge rapide en 280 secondes. Finalement, les structures de retour de champ, situées autour de l'aimant au niveau des chambres à muons, participent en majorité en terme de taille et de poids (11500 t) à la taille et au poids de CMS (12500 t).

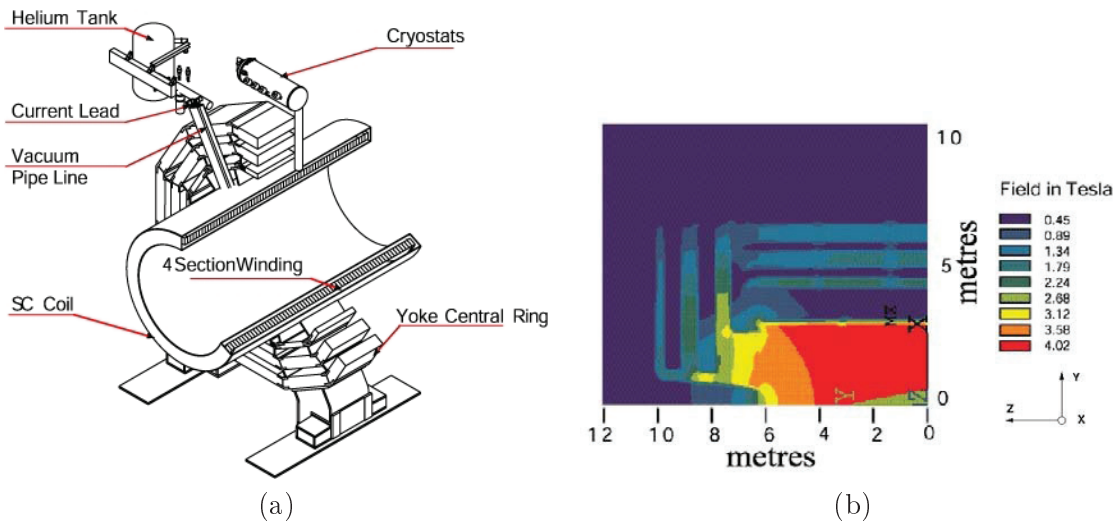


FIG. 2.11 – Structure de l'aimant supra-conducteur de CMS (a) et valeur du champ magnétique dans le détecteur (b).

### 2.2.5 Le spectographe à muons

Les muons sont des particules très intéressantes dans la recherche d'un Higgs lourd ou de nouvelles physiques (à travers la désintégration du quark top :  $t \rightarrow b+W$  avec  $W \rightarrow \mu+\nu$  par exemple). Une excellente identification et reconstruction de ce lepton entraînera une plus grande probabilité de retrouver ce type de signaux dans les données.

Cependant les muons ont un très bon pouvoir de pénétration dans la matière et leur détection est difficile. En associant la reconstruction d'une trace chargée dans le trajectographe à une trace laissée dans des dispositifs placés à l'extérieur de l'aimant, il est possible de mener une identification et une reconstruction précise des muons. Pour cela, ces dispositifs doivent être de grande taille, augmentant la probabilité de détection, et ne doivent pas détecter d'autres particules pouvant polluer le signal.

La distance depuis l'aimant jusqu'à la dernière station du spectrographe à muons représente l'équivalent de 16 longueurs de radiations éliminant ainsi tout bruit de fond hadronique résiduel. Enfin, un muon issu de la collision et traversant une moitié de CMS présente une trajectoire avec une double courbure caractéristique (figure 2.12) assurant une identification et une reconstruction précise.

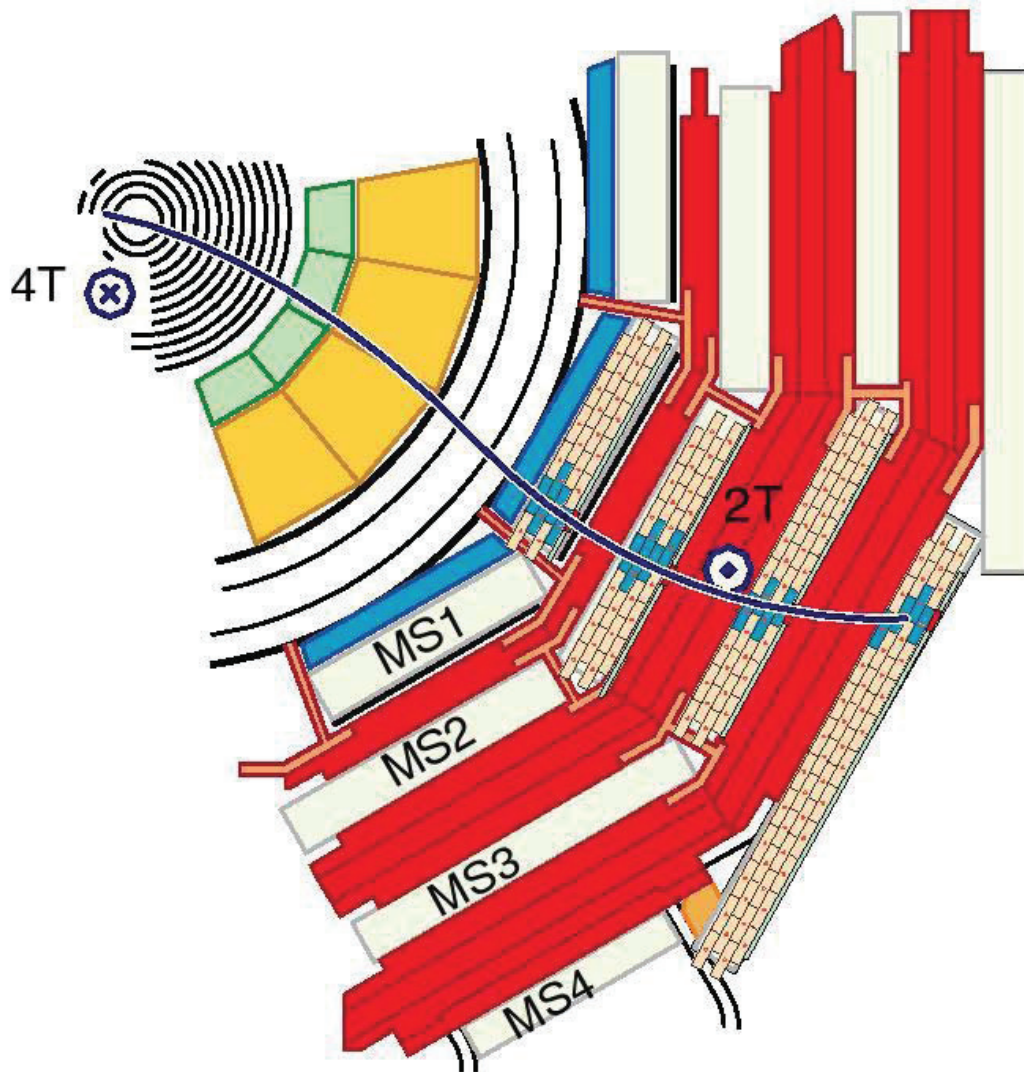


FIG. 2.12 – Quart d'une coupe dans le plan transverse du détecteur CMS avec la trajectoire d'un muon (courbe bleue).

La détection utilise trois technologies différentes (figure 2.13) :  
**Les chambres à dérive DT** (*Drift tube*), présents uniquement dans le tonneau, sont constitués de 250 chambres organisées en 4 couches (de MB1 à MB4) à l'intérieur des culasses en fer de retour de champ à des rayons de 4,0 m, 4,9 m, 5,9 m et 7,9 m. Il y a 5 chambres selon l'axe  $z$  et chacune permet une couverture en  $\phi$  de 30°. Les stations des couches MB1 à MB3 regroupent 12 chambres chacune et les stations de la couche la plus externe MB4 en comptent 14. Les tubes à dérive sont des tubes en aluminium contenant du  $ArCO_2$  et un fil d'acier inoxydable au centre. Lorsque le muon passe à travers le tube,

il provoque l'ionisation du mélange gazeux puis la récupération des charges électriques par le tube en moins de  $400\text{ ns}$ . 12 tubes à dérives regroupés par 4 composent les chambres à dérives permettant d'obtenir une résolution de  $100\ \mu\text{m}$  dans le plan transverse et de  $1\text{ mrad}$  dans le plan longitudinal.

**Les chambres à pistes cathodiques CSC** (*Cathodic Strip Chambers*) sont utilisés dans les bouchons sous la forme de disques avec 36 chambres par anneaux. Chaque chambre trapézoïdale est composée de 6 cavités contenant du gaz, un plan de pistes de cathode radiales et plan de fils d'anode quasiment orthogonaux aux pistes. Lorsque le muon passe à travers la chambre et ionise le gaz, les électrons émis sont récupérés par les cathodes et les anodes. C'est une méthode extrêmement rapide mais au détriment d'une résolution spatiale faible :  $200\ \mu\text{m}$  dans le plan transverse et  $10\text{ mrad}$  dans le plan longitudinal.

**Les chambres à plaques résistives RPC** (*Resistive Plate Chambers*) sont un système de détection dont le temps de réaction est extrêmement court ( $3\text{ ns}$ ) mais il possède une résolution spatiale plus grande que les deux systèmes précédents. Les chambres sont un assemblage de deux plaques de résine de phénol séparées par quelques  $\text{mm}$  de gaz et entourées d'un revêtement conducteur en graphite. Ce revêtement permet de récolter les charges émises par l'ionisation du gaz lors du passage d'un muon. Ces chambres sont utilisées en combinaison avec les DT et CSC.

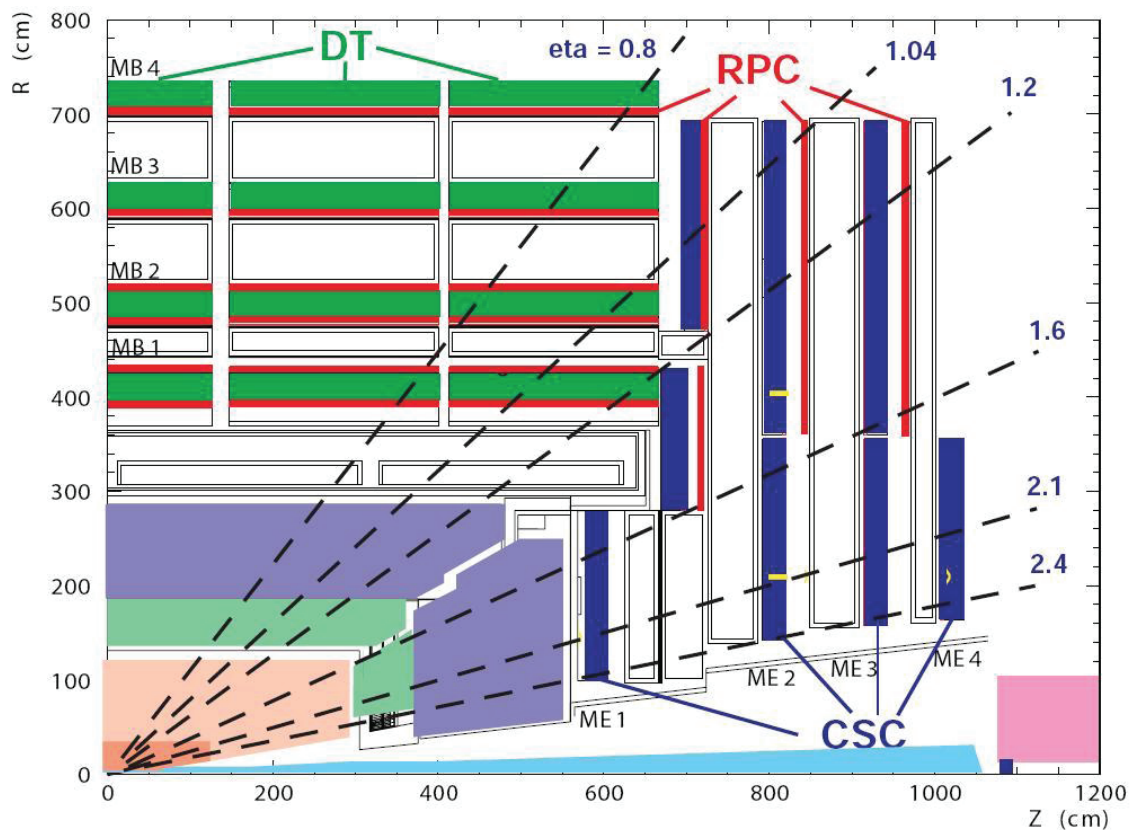


FIG. 2.13 – Quart d'une coupe dans le plan longitudinal des détecteurs à muons.

### 2.2.6 Le système de déclenchement et d'acquisition des données ou *trigger*

La fréquence de croisement des faisceaux de 20  $MHz$  associée à une taille moyenne d'événement brut de l'ordre du Méga-Octet, il est impossible de stocker l'information complète de toutes les collisions. La ferme de calcul ne peut supporter qu'une fréquence d'acquisition de l'ordre de 100  $Hz$ , il faut donc réduire d'un facteur  $10^6$  l'acquisition du signal tout en enregistrant les événements intéressants pour la recherche. C'est le but du *trigger*. Il consiste en quatre parties : l'électronique du détecteur, les circuits de déclenchement de niveau I (calorimètre et muon), le réseau de lecture des données et le système de filtrage des événements en temps réels (ferme de processeurs).

#### Le déclenchement de niveau I ou *trigger L1*

La taille du détecteur de CMS et de la cavité impose un temps de latence maximal ( $3,2 \mu s$ ) entre l'envoi des données, depuis l'électronique du détecteur et la cavité de service qui hébergent les tours de processeurs gérant les prises de décision de niveau I. Pendant ce temps, les données issues du détecteur doivent être gardées dans une zone tampon, cette tâche est dévolue à l'électronique du détecteur qui dispose d'un tampon de 128 échantillons. De plus, sur ce temps de latence,  $1 \mu s$  est allouée au calcul de déclenchement de niveau I permettant une réduction du taux de prise de données à 100  $kHz$ .

Dans le détail, le déclenchement de niveau I implique les calorimètres, les détecteurs à muons ainsi que des informations croisées entre les deux. La décision de stocker ou non l'événement est fondée sur la présence de "pseudo-particules" tels que des électrons, photons, muons ou jets passant un seuil en  $E_T$  ou  $p_T$ . À ce niveau, l'utilisation d'informations issues du trajectographe n'est pas demandée pour des raisons de temps de calcul.

Chaque sous-détecteur du spectographe à muon est utilisé pour le chemin de déclenchement. Les calorimètres sont réunis en tours de déclenchement correspondant aux supercristaux pour l'ECAL, qui sont des matrices  $5 \times 5$  dans le tonneau. Ils fournissent ainsi au déclenchement global les informations correspondant aux meilleurs candidats électrons, photons, à l'énergie transverse totale, ... (figure 2.14).

La décision finale de la sélection ou non de l'événement se fait au niveau du déclenchement global à partir de conditions programmables fondées sur la présence d'objets ou d'énergie en quantité ou valeurs prédéfinies. Chaque lot de conditions correspond à un chemin de déclenchement et 128 chemins peuvent être testés en parallèle.

#### Le déclenchement de haut niveau ou HLT (*High Level Trigger*)

Une fois l'événement sélectionné par le déclenchement de niveau I, les données correspondantes sont transmises à une ferme de calcul de plusieurs milliers d'ordinateurs dont chaque processeur exécute le même code de déclenchement de haut niveau (*HLT menu*) réduisant ainsi le taux d'acquisition à 100  $Hz$ . Le HLT est implémenté en C++ comme le code permettant la reconstruction ultérieure des données afin de pouvoir utiliser les mêmes méthodes et algorithmes.

Pour chaque événement, le menu HLT est exécuté sur un seul processeur de manière séquentielle afin d'éliminer plus rapidement les événements indésirables. Au contraire du niveau I, il est possible d'utiliser les informations provenant du trajectographe ; cependant le temps de calcul par événement ne doit pas être supérieur à 200  $ms$  en moyenne.



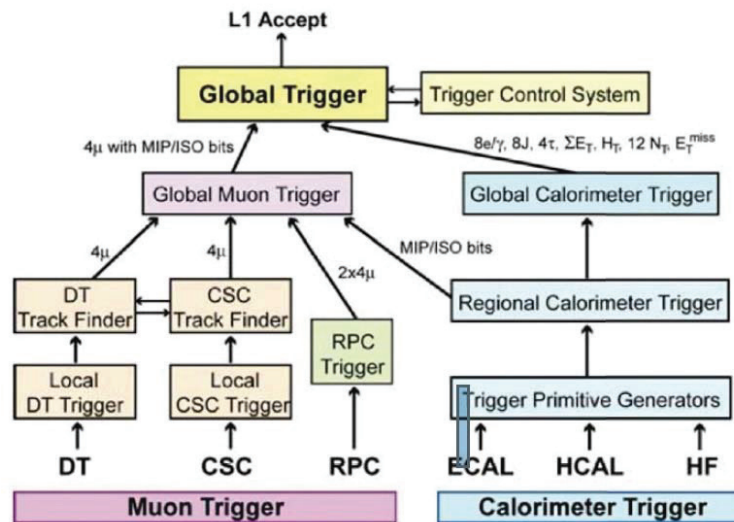


FIG. 2.14 – Schéma du déclenchement de niveau I.

## 2.3 Reconstruction des objets physiques dans CMS

La dernière partie de ce chapitre est consacré à la reconstruction des objets physiques que sont les jets, les leptons et l'énergie transverse manquante dans CMS. Deux méthodes d'identification et reconstruction principales sont implémentées au sein du software CMS. La première, ou reconstruction "classique", utilise les informations des détecteurs associés aux particules (chambres à muons et trajectographes pour les muons par exemple) et est décrite dans la première partie. La deuxième méthode consiste en une identification et une reconstruction de chaque particule stable issue de la collision  $pp$ . Cette reconstruction du flux de particules appelée *particle flow* utilise les informations fournies par l'ensemble des sous-détecteurs et est présentée à la fin de ce chapitre.

### 2.3.1 Les jets

#### Introduction

Les quarks et gluons sont des particules chargées de couleur et ne peuvent exister sous forme libre : il s'agit du phénomène de confinement des hadrons. Ceux-ci se fragmentent ensuite sous la forme de hadrons singulet de couleur avant d'être détectés. Le processus de fragmentation et d'hadronisation, induit par la présence d'un quark ou d'un gluon, produit un flux collimé de hadrons appelé "jet".

Dans le détecteur, les jets, souvent reconstruits à partir d'amas calorimétriques, sont mesurés et étudiés afin de connaître les caractéristiques du parton qui a produit ce jet. Dans un collisionneur hadronique, la reconstruction de ce type d'objets est un défi exceptionnel au vu des contraintes physiques ou expérimentales. Les effets physiques rendant difficile la reconstruction d'un jet sont les radiations de gluons, les événements sous-jacents, l'empilement, les particules émergeant de la trajectoire collimée du jet, les déviations dues au champ magnétique, ... Les contraintes expérimentales regroupent la perte d'énergie dans les matériaux, les déviations angulaires, l'alignement, les réponses non-linéaires des calorimètres et surtout les bruits du détecteur.

Il existe plusieurs algorithmes de reconstruction de jets : *Inclusive  $k_t$* , *Seedless Infrared-Safe Cone* ou encore *Anti- $k_t$* . Seul le dernier algorithme sera décrit car ce sont les jets reconstruits par cette méthode qui sont les plus couramment utilisés dans les analyses et notamment dans celle présentée plus loin dans cette thèse.

### L'algorithme anti- $k_t$

La recherche des jets s'effectue dans le plan  $(\eta, \phi)$  en utilisant la distance  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$  comme rayon d'un cône contenant le jet. L'algorithme anti- $k_t$  a été mis au point afin de prendre en compte les radiations infra-rouge et colinéaires présentes au bord des jets [39]. Cet algorithme utilise les variables suivantes pour chaque objet  $i$  et chaque couple d'objets  $(i, j)$  :

$$d_i = k_{t_i}^{2p} R^2 \text{ et } d_{i,j} = \min \left( k_{t_i}^{2p}, k_{t_j}^{2p} \frac{\Delta R_{i,j}^2}{R^2} \right) \quad (2.17)$$

avec  $k_t$  le moment transverse de l'objet,  $R$  le paramètre de rayon sans dimension,  $\Delta R_{i,j}$  la distance dans le plan  $(\eta, \phi)$  entre les deux objets et  $p$  un paramètre permettant de régir le rapport de force entre les échelles d'énergie et de distances. Dans cet algorithme,  $p$  a été fixé à  $-1$ . Le programme de reconstruction va rechercher la plus petite distance entre les deux objet  $i$  et  $j$ , si cette distance correspond à  $d_{i,j}$ , les deux objets fusionnent et le nouvel objet remplace ses constituants. Si  $d_i$  correspond à la valeur minimale alors l'objet  $i$  est retiré de la liste pour être ajouté à la collection de jets. Cette procédure continue de manière itérative jusqu'à ce que tous les objets soient inclus dans un jet. Prenons l'exemple d'un jet dur noté 1 et de deux jets mous  $i, j$ , la distance  $d_{1,i}$  sera dominée par  $1/k_{1,i}^2$  et  $\Delta R_{1,i}^2$  et favorisera une fusion entre le jet dur et les deux jets mous plutôt qu'entre les deux jets mous. Cet algorithme permet d'obtenir des jets coniques de rayon  $R$  sauf si un autre jet dur est présent à moins de  $2R$  car dans ce cas la frontière s'adaptera au rapport entre les moments des jets, dont l'intégralité des radiations correspondant aux jets mous, auront été récupérées.

### La calibration en énergie des jets

La calibration des jets [40] s'effectue en quatre étapes. Ces corrections s'appliquent de manière séquentielle et se décomposent de la manière suivante :

- **la correction en offset** (*L1 offset*) : cette première étape permet l'élimination des contributions provenant de l'empilement et du bruit résiduel de l'électronique dans le calcul de l'énergie du jet considéré. Cette correction est estimée en comparant l'énergie déposée en fonction de la taille du cône des jets et de la pseudo-rapacité sur des événements de biais nuls (*zero bias*) et des événements de biais minimum (*minimum bias*) ;
- **la correction relative en  $\eta$**  (*L2 relative*) : le calorimètre ne possède pas la même réponse selon  $\eta$  pour un  $p_T$  de jet fixé. Cette correction s'attache donc à rendre cette réponse constante en fonction de  $\eta$ . Elle peut être obtenue à travers l'étude des  $p_T$  de jets dans les événements di-jets où l'un des jets est ciblé comme référence avec  $|\eta| < 1, 3$  et l'autre est utilisé comme sonde dans tout le domaine en  $\eta$  ;
- **la correction absolue en  $p_T$**  (*L3 absolute*) : la  $p_T$  brut du jet est sous-estimé et la différence dépend de ce  $p_T$ . Cette correction est mesurée à travers des événements

$Z^0$  + jets, le boson se désintégrant en leptons, et  $\gamma$  + jets en utilisant la relation  $p_T^{\text{parton}}/p_T^{Z^0/\gamma} \sim 1$  avec  $p_T^{\text{parton}}$  correspondant au  $p_T$  du jet opposé au photon ou boson  $Z^0$  (jet de recul).

- **les corrections résiduelles**, ou *L2L3 residuals*, permettent de corriger les dernières différences entre les simulations et les données ;

L'ensemble de ces corrections peuvent être appliquées ou retirées lors de l'analyse, notamment lors du calcul des incertitudes liées à l'échelle d'énergie des jets (*Jet Energy Scale*).

### 2.3.2 Les leptons

Une grande partie des processus recherchés et étudiés dans les collisionneurs ont un état final contenant un ou plusieurs lepton(s). En effet, s'assurer de la présence d'un lepton permet une signature claire dans un bruit de fond noyé par les jets notamment dans les fonds QCD prédominants au LHC.

Au sein de CMS, la reconstruction des leptons utilise des méthodes différentes pour les électrons et les muons. Le muon traverse le détecteur en laissant une trace dans le trajectographe et les chambres à muons tout en déposant une quantité faible d'énergie dans les calorimètres. L'électron quant-à-lui laisse également une trace dans le trajectographe mais est stoppé dans l'ECAL en formant une gerbe électromagnétique. La reconstruction des taus n'est pas détaillée car ceux-ci se désintègrent en donnant naissance à des leptons ou à des jets avant d'interagir avec le détecteur.

#### Les muons

La reconstruction de la trajectoire des muons [41] s'effectue en plusieurs étapes à partir d'informations recueillies dans le trajectographe et/ou les chambres à muons. Trois reconstructions principales sont utilisées : “*stand alone*”, “*global*” ou “*tracker*”, quelle que soit la méthode choisie, une reconstruction locale des muons est d'abord effectuée. Elle consiste à utiliser, au sein des chambres à muons, les coups reçus dans les modules CSC et DT afin de reconstruire des segments de traces par interpolation linéaire entre chaque module occupé. Par la suite, les trajectoires sont complétées par l'utilisation du filtre de Kalman [42] permettant la prise en compte des effets tels que les pertes d'énergie, les diffusions multiples et la non homogénéité du champ magnétique dans le détecteur à muons. Les reconstructions présentées dans cette section sont présentes à la fois dans les chemins de déclenchement (*online reconstruction*) et dans la reconstruction immédiate hors-ligne<sup>2</sup> (*offline reconstruction*), seules les étapes de génération des germes sont différentes.

#### Les muons dans les chambres à muons ou *standalone muons*

La reconstruction standalone utilise uniquement les segments de traces fournis par les reconstructions locales au sein des détecteurs DT et CSC ainsi que les informations des RPC pour l'interface entre le tonneau et les bouchons. La trajectoire est dans cette méthode construite de manière itérative à partir des modules les plus internes des chambres à muons jusqu'aux modules les plus externes. Puis, lors de l'application du filtre de Kalman et dans le cas de trajectoires contenues dans le tonneau, les segments de traces sont utilisés comme entrées du filtre ; pour les bouchons, les coups composant ces segments sont directement utilisés permettant ainsi de prendre en compte les in-homogénéités du champ magnétique dans cette zone. Enfin, la trajectoire est extrapolée à partir du module le plus

<sup>2</sup>Tous les événements sont recueillis puis une phase de reconstruction (*prompt reco*) est appliquée au Tier0

interne vers la zone d'interaction avec une possibilité de la contraindre au vertex d'interaction directement.

L'état initial diffère en fonction du type de reconstruction utilisée : HLT ou *offline*. La reconstruction standalone dans les chemins de déclenchement utilise comme base les informations délivrées par le niveau I de déclenchement. La reconstruction *offline* utilise quant-à-elle les segments produits par la reconstruction locale dans tout le détecteur.

### Les muons globaux ou *global muons*

La reconstruction globale des muons utilise à la fois les chambres à muons et le trajectographe. En effet, lorsqu'un muon standalone est reconstruit, une extrapolation de ses paramètres avec une contrainte au vertex d'interaction est effectuée avec une marge de tolérance. Cette étape permet de définir une région d'intérêt dans le trajectographe et dans laquelle va être recherchée une trace reconstruite par la reconstruction standard dite reconstruction générale détaillée dans la section 3.1.2. Si une trace peut être associée à un muon standalone, tous ses paramètres sont alors réajustés. La figure 2.15 montre les efficacités et les résolutions des reconstruction standalone et globale en fonction de la pseudo-rapidité  $\eta$  et du  $p_T$  du muon simulé. Même si l'efficacité de la reconstruction globale est plus faible de quelques %, la résolution est bien meilleure, de l'ordre d'un facteur 10.

### Les muons reconstitués à l'aide du trajectographe ou *tracker muons*

Les muons de bas  $p_T$  produit lors des collisions ne parviennent pas jusqu'aux chambres à muons ou n'y laissent pas assez d'informations permettant une reconstruction standalone. Une approche consiste donc à utiliser toutes les traces du trajectographe et à rechercher des indices de compatibilité de la présence d'un muon avec les calorimètres et les chambres à muons. En effet, s'il est possible d'associer une trace dans le trajectographe avec des dépôts dans les calorimètres et à au moins un segment de trace dans les chambres, alors le muon sera considéré comme un muon "*tracker*".

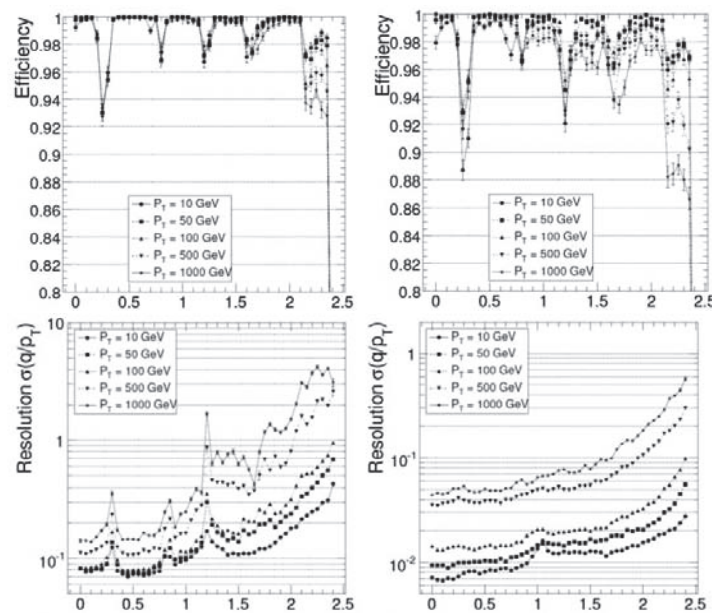


FIG. 2.15 – Efficacités (haut) et résolution (bas) des reconstructions standalone (gauche) et globale (droite) en fonction du  $\eta$  et du  $p_T$  du muon simulé [41].

## Les électrons

La reconstruction des électrons [43] associe un amas dans le calorimètre électromagnétique avec une seule trace dans le trajectographe, l'électron déposant dans la majorité des cas la plus grande partie de son énergie dans le calorimètre. Une première étape de reconstruction de la trace associée à un amas est effectuée avant l'identification finale de l'électron.

### Les candidats électrons

Les électrons interagissent avec le trajectographe avant de déposer leur énergie dans le calorimètre électromagnétique. Ces interactions doivent être prises en compte car elles peuvent être importantes : pour des électrons avec un  $p_T = 10 \text{ GeV}$ , 50 % de leur énergie part en rayonnement Bremsstrahlung (émission de photons) pour 50 % d'entre eux et cette perte d'énergie peut monter jusqu'à 95 % dans 10 % des cas. La reconstruction des électrons candidats est initiée par la reconstruction des amas et super amas de cristaux dans le calorimètre électromagnétique, le super amas étant un ensemble d'amas prenant en compte le Bremsstrahlung. Il permet de déterminer le point d'impact de l'électron si celui-ci n'avait pas rayonné et ainsi initier la reconstruction de la trace associée dans le trajectographe. Cette reconstruction, spécifique aux électrons, est faite à partir des modules les plus proches du calorimètre vers le point d'interaction. Les coups récupérés sont alors soumis à un filtre (*Gaussian-Sum Filter*) permettant d'approximer les pertes d'énergie sur chaque couche par la somme pondérée d'une distribution gaussienne. L'utilisation d'un filtre de Kalman, combiné à une modélisation de Bethe Heiler pour la perte d'énergie des électrons, permet de finaliser la reconstruction de la trace.

L'association du super amas et de la trace forme le candidat électron s'il les critères suivants sont respectés :

- $E_T^{\text{super amas}} > 4 \text{ GeV}$  ;
- $|\Delta\eta| = |\eta^{\text{super amas}} - \eta^{\text{trace}}| < 0,02$  où les coordonnées  $\eta$  du super amas et de la trace sont mesurés au point de plus proche approche de la trace reconstruite ;
- $|\Delta\phi| = |\phi^{\text{super amas}} - \phi^{\text{trace}}| < 0,15$  où les coordonnées  $\phi$  du super amas et de la trace sont mesurés au point de plus proche approche de la trace reconstruite ;
- $H^{\text{super amas}}/E^{\text{super amas}} < 0,15$  où  $H^{\text{super amas}}$  est l'énergie mesurée dans le calorimètre hadronique dans une rayon  $\Delta R = 0,15$  autour du centre du super amas ;

S'il est possible d'effectuer une association entre la trace et le super amas et dans le but d'avoir une résolution en énergie la plus petite possible, cette énergie est mesurée à partir d'une information combinée entre le trajectographe et le calorimètre électromagnétique. La figure 2.16 montre la résolution en fonction de l'énergie de l'électron simulé. A basse énergie ( $< 20 \text{ GeV}$ ), l'utilisation des deux sous détecteurs est requise tandis qu'à plus haute énergie, seule l'information provenant du calorimètre électromagnétique est utilisée.

### L'identification des électrons

Des critères supplémentaires sont ensuite utilisés pour garantir la présence d'un électron "vrai" à distinguer des "faux" électrons provenant principalement des processus QCD multi-jets. Des vrais électrons, apparaissant par exemple dans les désintégrations des bosons  $W^\pm$  et  $Z^0$ , peuvent être rapidement identifiés en sélectionnant les candidats électrons présentés précédemment à travers des critères strictes :

- le rapport énergie hadronique/électromagnétique :  $H/E$  ;
- les variables de correspondance géométrique :  $\Delta\eta$  et  $\Delta\phi$  ;
- les variables de correspondance énergétique :  $E/p_{\text{int}}$ ,  $E_{\text{germe}}/p_{\text{int}}$  et  $E_{\text{germe}}/p_{\text{ext}}$  ;
- les variable de forme de la gerbe électromagnétique : la largeur en  $\eta$  du super amas

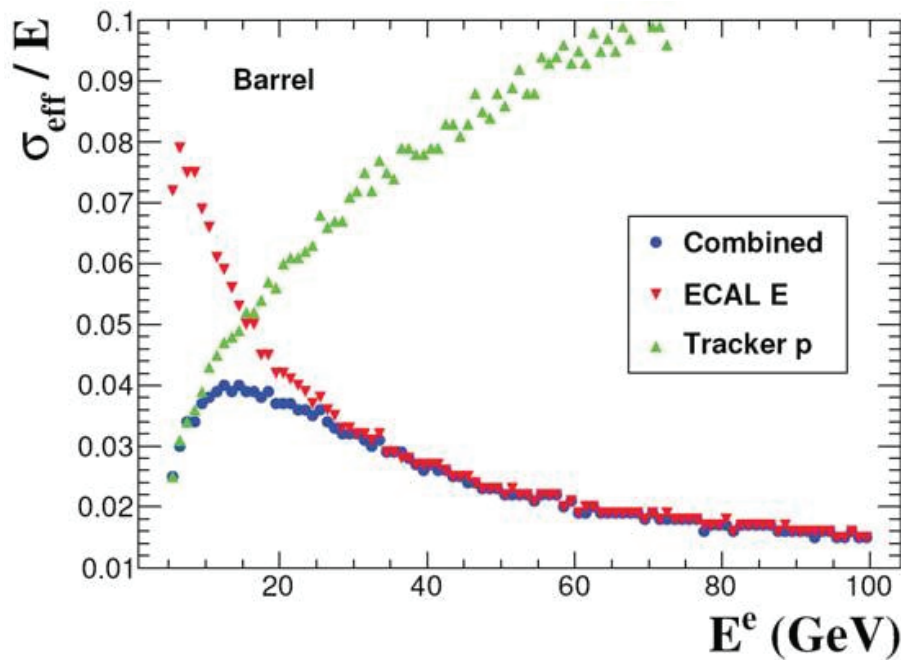


FIG. 2.16 – Résolution de l'énergie de l'électron lors de sa mesure avec le super amas seul (ECAL), avec la trace seule (Tracker) et avec la combinaison des deux mesures (Combined) [43].

et les rapports d'énergie sur des matrices  $3 \times 3$  et  $5 \times 5$  centrées sur l'amas le plus énergétique :  $\sum_9 / \sum_{25}$ .

Le germe correspond à l'amas ayant initié la reconstruction du super amas et *int* et *ext* aux positions la plus interne et la plus externe de la trace. Afin de distinguer également les électrons issus de la collision et ceux issus des conversions de photons, il est possible d'utiliser le paramètre d'impact  $d_0$  (distance du point de plus proche approche de la trace au vertex d'interaction) et le nombre de coups manquants de la trace.

Finalement, les électrons sont classés en trois catégories en fonction des critères présentés plus haut : les électrons avec faible Bremsstrahlung, avec Bremsstrahlung et les électrons de bruit de fond.

### 2.3.3 L'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante [44], notée  $\cancel{E}_T$ , est une variable permettant de signer les particules qui échappent à la détection. En effet, si une particule est neutre électriquement et n'est sensible qu'à l'interaction faible, elle ne laissera aucune trace dans le trajectographe, aucun dépôt d'énergie dans le calorimètre et échappera au détecteur à muons. Les neutrinos pour le Modèle Standard et le neutralino le plus léger pour la supersymétrie sont des exemples de ce type de particules.

Dans le cadre d'un collisionneur, les particules avant la collision sont orientées suivant l'axe  $z$ , l'énergie dans le plan transverse est donc nulle. Si le détecteur est parfaitement hermétique, après la collision, la somme vectorielle de toutes les énergies récoltées par les sous-détecteurs dans le plan transverse doit être également nulle. Si ce n'est pas le cas, idéalement, cela sous entend qu'une particule telle que le neutrino ou le neutralino a tra-

versé le détecteur sans laisser d'énergie. L'énergie transverse manquante est premièrement déterminée à partir de la somme vectorielle de toutes les énergies déposées dans les  $n$  tours des calorimètres :

$$\vec{E}_T = - \sum_n (E_n \sin \theta_n \cos \phi_n \vec{i} + E_n \sin \theta_n \sin \phi_n \vec{j}) = E_x \vec{i} + E_y \vec{j} \quad (2.18)$$

La résolution sur la mesure de l'énergie transverse manquante peut s'écrire de la manière suivante :

$$\sigma_{E_T} = A + B \sqrt{\sum E_T - D} + C(\sum E_T - D) \text{ avec } \sum E_T = \sum_n E_n \sin \theta_n \quad (2.19)$$

avec A le terme de bruit provenant du bruit électronique, de l'empilement et des événements sous-jacents, B le terme stochastique permettant la prise en compte au niveau statistique des dépôts d'énergie dans les tours des calorimètres, C le terme constant correspondant aux effets systématiques dus aux imperfections du détecteur et D le bias dus aux bruits et empilement sur la somme de l'énergie transverse  $\sum E_T$ .

Les corrections sont appliquées afin d'améliorer la résolution sur la mesure de  $E_T$ . La première d'entre elles est la correction sur l'échelle d'énergie des jets. En effet, cette échelle est modifiée dans l'analyse et il est donc nécessaire de la propager sur le calcul de  $E_T$  :

$$\vec{E}_T^{corr} = \vec{E}_T - \sum_i^{N_{jets}} \vec{p}_{T_i}^{corr} - \vec{p}_{T_i}^{brut} \quad (2.20)$$

Pour des événements contenant des muons, une infime partie de leur énergie peut être déposée dans les calorimètres, contribuant donc à un accroissement de  $E_T$ . Une correction est alors appliquée de la manière suivante :

$$\vec{E}_T^{corr} = \vec{E}_T - \sum_{muons} \vec{p}_{T_i}^{\mu} + \sum_{depots} \vec{E}_T^{\mu} \quad (2.21)$$

D'autres corrections peuvent être appliquées également dans le cas de la présence d'un  $\tau$  dans l'événement par exemple. Au final, l'évaluation des performances de la mesure de  $E_T$  sur des événements QCD di-jets sans empilement permet d'obtenir l'évaluation suivante sur la résolution de  $E_T$  [45] :

$$\sigma_{E_T}^2 = (1,48 \text{ GeV})^2 + (103 \% \text{ GeV}^{1/2})^2 (\sum E_T - 82 \text{ GeV}) + (2,32 \% (\sum E_T - 82 \text{ GeV}))^2 \quad (2.22)$$

L'énergie transverse manquante est plus généralement utilisée sous la forme scalaire en utilisant ces composantes  $x$  et  $y$  :

$$E_T = \sqrt{(E_{T_x}^2 + E_{T_y}^2)} \quad (2.23)$$

L'énergie transverse manquante est une variable importante car elle est une signature de nouvelle physique et permet une discrimination importante entre les bruits de fonds du Modèle Standard et les signaux recherchés. De plus, elle reflète les performances de CMS à travers la compréhension des bruits de fonds physiques et instrumentaux, de l'échelle d'énergie des jets et de leurs corrections, la qualité de reconstruction des objets physiques, ... Une bonne compréhension et une grande précision de cette variable sont donc indispensables.

### 2.3.4 Le reconstruction du flux de particules (*Particle flow*)

La fine résolution en position et énergie de l'ensemble des sous-détecteurs formant CMS permet d'identifier et reconstruire chaque particule stable (électrons, muons, photons, hadrons chargés et neutres) issue des collisions proton-proton. Les algorithmes réunis dans la méthode de reconstruction du flux de particules ou "particle flow" [46] permettent la réalisation de cette tâche en combinant les informations issus de tous les sous-détecteurs de CMS. La liste des particules est ensuite utilisée afin de construire, comme pour un générateur d'événements Monte-Carlo, les jets, de déterminer l'énergie transverse manquante, de reconstruire les taus à travers leurs produits de désintégrations, de quantifier l'isolation des leptons chargés, de marquer les jets de  $b$ , . . .

Certains algorithmes de reconstruction des objets physiques présentés dans la section précédente sont utilisés pour la méthode de particle flow. Cette méthode a pour but de créer des liens entre différents types d'objets que sont les traces dans le trajectographe, les dépôts dans les calorimètres (*clusters*, reconstruction propre pour le particle flow) et les traces dans les chambres à muons.

#### Description du particle flow

Un lien entre une trace de particule chargée et une trace dans les chambres à muons est établi et approuvé, de la même manière que pour la reconstruction globale, si l'ajustement (*fit*) entre les deux traces fournit un  $\chi^2$  acceptable. Si plusieurs muons globaux peuvent être associés à une même trace dans les chambres et à plusieurs dans le trajectographe, seul celui fournissant le plus petit  $\chi^2$  est conservé.

Chaque muon global correspond à un "muon particle flow" si son moment est compatible avec le moment déterminé à partir du trajectographe seul. La trace correspondante et les coups formant cette trace sont alors artificiellement retirés pour la recherche des autres particules. Une estimation de l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique est calculée et soustraite de l'énergie enregistrée par les cellules calorimétriques sur la trajectoire du muon.

La reconstruction des électrons intervient par la suite. Chaque électron identifié et reconstruit par la méthode de reconstruction détaillée dans la section précédente donnent naissance à un "électron particle flow". La trace et les clusters de l'ECAL associés (incluant les clusters identifiés comme des photons Bremsstrahlung) sont également artificiellement retirés.

Les traces restantes peuvent être directement liées à des clusters de l'ECAL ou de l'HCAL afin de donner naissance aux hadrons chargés avec comme énergie un ajustement entre les moments des traces et l'énergie déposée dans les calorimètres. L'identification de particules neutres (photons ou hadrons neutres) passe par une comparaison entre le moment de ces traces et l'énergie déposée dans les calorimètres. Si plusieurs traces sont reliées à un seul cluster de l'HCAL, c'est la somme des moments qui est prise en compte dans la comparaison. D'un autre côté, si une seule trace est liée à plusieurs clusters de l'HCAL, seul le lien au plus proche cluster est conservé. La même méthode est utilisée pour lier les traces aux clusters de l'ECAL. La différence donne naissance aux hadrons neutres et aux "photons particle flow". Les clusters de l'ECAL et de l'HCAL non liés à des traces sont naturellement identifiés comme des photons et des hadrons neutres ayant pour énergie l'énergie déposée dans le(s) cluster(s).

Finalement, pour les traces restantes, tous les muons globaux non utilisés sont repris en compte de manière itérative afin d'être liés à ces traces avec des critères plus souples. Quelques muons supplémentaires sont alors trouvés et les traces correspondantes retirées.



## Performances du particle flow

### Les jets

Les performances du particle flow ont été étudiés avec des jets, des taus et l'énergie transverse manquante sur des échantillons simulés et à travers une comparaison entre la vérité Monte-Carlo et les objets reconstruits.

Les jets sont reconstruits à partir des listes correspondant aux hadrons neutres et hadrons chargés et par l'utilisation des algorithmes des reconstructions de jets. Pour l'analyse présentée dans le chapitre 4, les jets sont des "jets particle flow" reconstruits grâce à l'algorithme anti- $k_t$ . La figure 2.17 montre l'efficacité obtenue pour la reconstruction des jets à partir de :

- toutes les particules stables générées, exceptées les neutrinos, sont appelées "gen-jets" ;
- toutes les particules reconstruites avec les algorithmes de particle flow, sans distinction de type et sans seuil en énergie, sont regroupés dans l'appellation "particle-flow jets" ;
- de l'énergie contenue dans chaque cellule de l'HCAL et les cristaux de l'ECAL adjacents correspondent aux "calo-jets".

Le jet reconstruit est ensuite apparié au jet généré le plus proche dans le plan  $(\eta, \phi)$  si  $\Delta R < 0,1$ . L'efficacité de la reconstruction correspond au nombre de jets générés appariés aux jets reconstruits divisé par le nombre de jets générés total et le taux de faux correspond au nombre de jets reconstruits non appariés aux jets générés divisés par le nombre de jets reconstruits total. Cette figure montre une efficacité meilleure notamment à bas  $p_T$  pour la reconstruction particle flow que pour la reconstruction calo-jets avec un plateau à 100 % atteint au dessus de 40 GeV contre autour de 120 GeV respectivement. Les taux de faux jets sont également plus faibles dans le cas de la reconstruction particle flow.

Les corrections présentées dans la section précédente lors de la calibration en énergie des jets sont également appliquées sur les jets particle flow afin de retrouver l'énergie du jet généré. La résolution en énergie est ensuite mesurée et les résultats, exposés sur la figure 2.18, montrent que la reconstruction particle flow a une résolution plus petite que la reconstruction calo-jet.

Les mêmes corrections décrites dans la section précédente sont appliquées sur les jets particle flow mais ces facteurs correctifs restent plus faibles comme le montre la figure 2.19 correspondant au facteur correctif prenant en compte les corrections relatives en  $\eta$  et les corrélations absolues en  $p_T$ .

### L'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante dans le cadre de la reconstruction particle flow correspond à l'opposé de la somme dans le plan transverse du moment de toutes les particules reconstruites. Pour estimer les performances de cette méthode,  $\cancel{E}_T^{PF}$  est comparée à  $\cancel{E}_T^{true}$  dérivée de la même manière avec toutes les particules générées en prenant en compte les particules invisibles comme les neutrinos ou les neutralinos. L'énergie transverse manquante calculée à partir des tours du calorimètre est également comparée. Les corrections détaillées dans la section précédente sont appliquées sur  $\cancel{E}_T^{PF}$  et  $\cancel{E}_T^{calo}$ .

La figure 2.20 montre la résolution en énergie de l'énergie transverse manquante pour les deux reconstructions sur un échantillon  $t\bar{t}$  simulé. L'utilisation du particle flow permet d'obtenir de meilleures résolutions de l'ordre de 20 %.

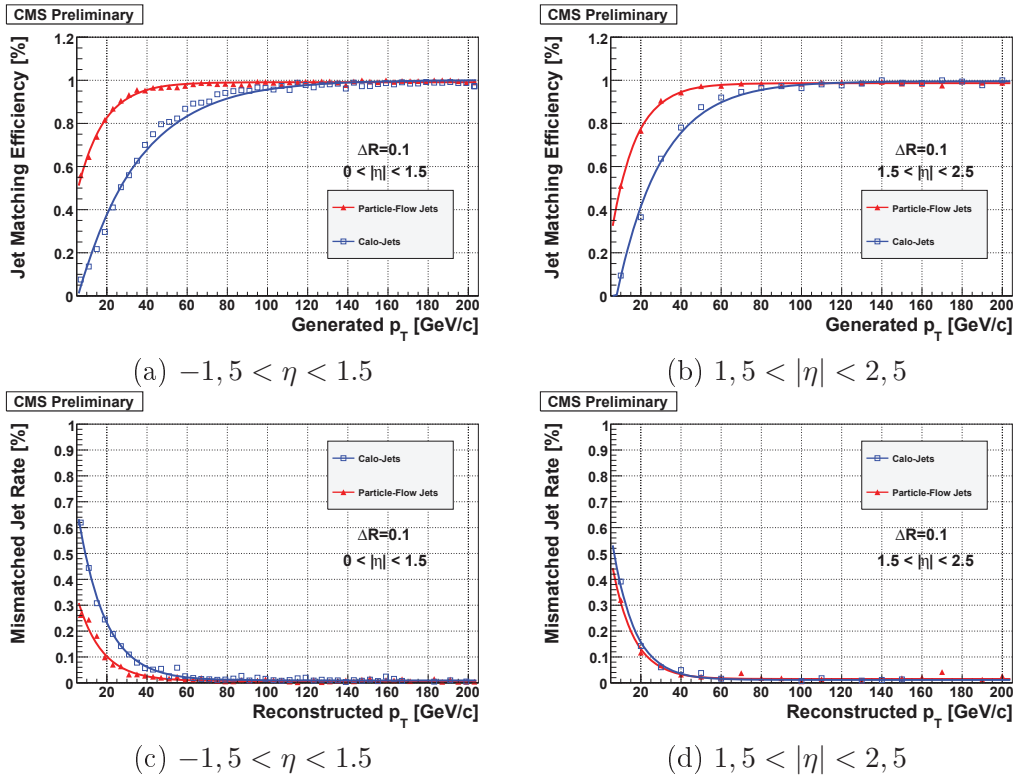


FIG. 2.17 – Efficacité (a,b) et taux de faux jets (c,d) en fonction du  $p_T$  du jet obtenues pour les calo jets (carrés) et les jets particle flow (triangles pleins) dans le tonneau (a,c) et dans les bouchons (b,d) [46].

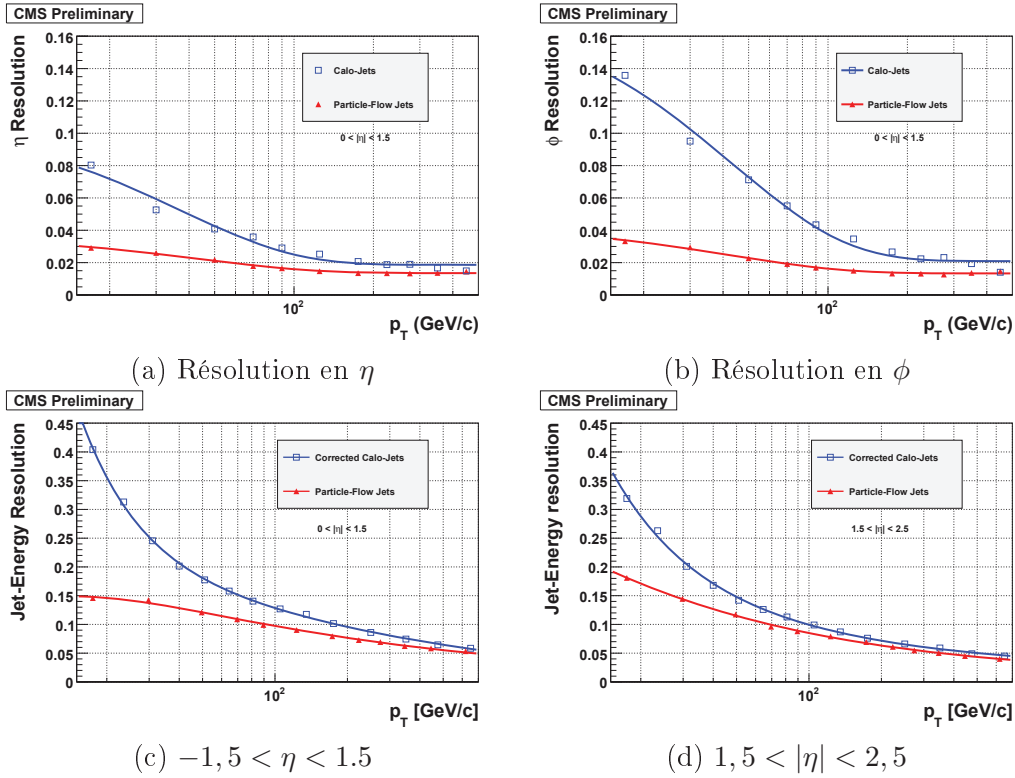


FIG. 2.18 – Résolution des jets calo (triangles pleins) et particle flow (carrés) en  $\eta$  (a) et  $\phi$  (b) en fonction du  $p_T$  du jet dans le tonneau. Résolution en énergie des jets calo (triangles pleins) et particle flow (carrés) dans le tonneau (c) et dans les bouchons (d) [46].

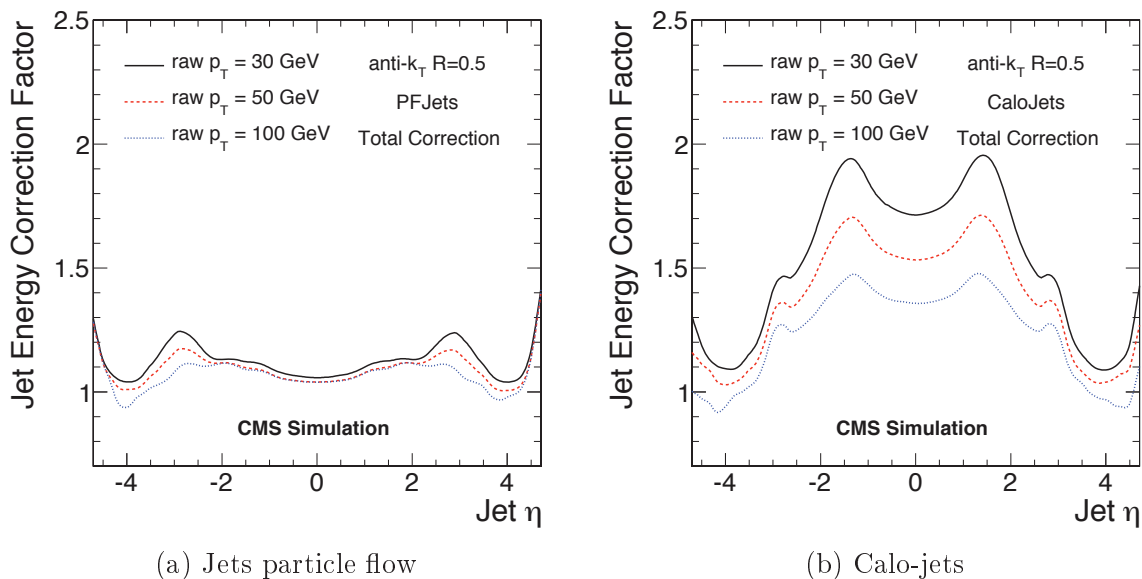


FIG. 2.19 – Facteur de correction en énergie total  $C(\eta, \phi)$  pour les jets particle flow (a) et les jets calorimétriques (b) en fonction du  $\eta$  du jet considéré [46].

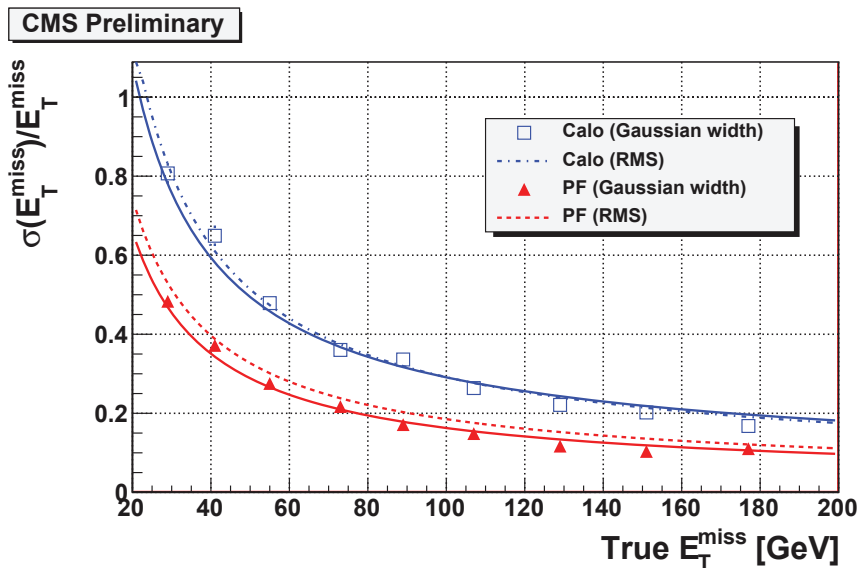


FIG. 2.20 – Résolution de l'énergie transverse manquante pour les deux reconstructions en fonction de l'énergie transverse manquante générée [46].

### Conclusion

Les efficacités et résolutions obtenues sur les jets et l'énergie transverse manquante par l'utilisation du particle flow sont meilleures que par l'utilisation des reconstructions "classiques". La présence de ces objets dans l'état final du processus étudié dans cette thèse et présenté dans le chapitre 4 implique naturellement l'utilisation des objets reconstruits par les algorithmes de particle flow dans cette analyse.

## 2.4 Conclusion

Après un premier démarrage en 2008 et les premières collisions à  $900\text{ GeV}$  puis à  $2,36\text{ TeV}$  en 2009, les années 2010 et 2011 sont marquées par les collisions à  $7\text{ TeV}$ . Le détecteur CMS a été construit en plusieurs sous détecteurs ayant chacun le but de reconstruire au mieux les particules produites par ces collisions. Ce défi gigantesque a été brillamment réussi avec des résolutions en énergie et position extrêmement fines. En combinaison avec les algorithmes de reconstruction standard, le *Particle Flow* permet d'améliorer de manière générale la connaissance de ces objets afin d'effectuer des analyses robustes et précises. Le prochain chapitre est dédié à la reconstruction des muons des rayons cosmiques utilisés dans les algorithmes d'alignement du trajectographe. Puis, ce livre se conclura par une présentation de la recherche de paire de gluinos se désintégrant en stop-top.



## Chapitre 3

# Reconstruction régionale des muons cosmiques en collision

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>La trajectographie au sein de CMS</b>	<b>68</b>
3.1.1	La détection des coups	68
3.1.2	La reconstruction des traces	70
	La génération des germes de traces	70
	L'association de coups à une trace, création des traces candidates	70
	L'ajustement final des traces	71
<b>3.2</b>	<b>La reconstruction des muons cosmiques en collision</b>	<b>72</b>
3.2.1	Problématique	72
3.2.2	Description de la reconstruction cosmique régionale	73
3.2.3	Résultats	75
	Résultats sur un échantillon simulé	76
	Régions construites en utilisant les muons reconstruits dans les chambres	78
	Régions construites en utilisant les coups simulés	82
	Résultats de la reconstruction sur les premières données	84
	Résultats sur des données à plus haute luminosité	86
	Temps d'exécution	88
<b>3.3</b>	<b>Intégration dans le menu HLT</b>	<b>90</b>
3.3.1	RPC Technical Bit 25	90
3.3.2	Performances et problématique	92
3.3.3	Intégration de la reconstruction régionale dans le HLT	93
	Introduction	93
	Contraintes	93
	Performances	96
<b>3.4</b>	<b>Modifications et performances de la reconstruction régionale en 2011</b>	<b>97</b>
<b>3.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>100</b>

---

Dans le cadre d'une expérience de physique des particules comme CMS, connaître la trajectoire d'une particule produite lors d'une collision apporte énormément d'informations sur les caractéristiques de celle-ci. La technologie actuelle permet de reconstruire les trajectoires des particules chargées seulement. En effet, grâce à l'ionisation qu'elles génèrent en traversant les matériaux, ces particules sont repérées dans le détecteur. Cette tâche est allouée au trajectographe. La première partie de ce chapitre sera consacrée aux techniques de reconstruction au sein de CMS dans le trajectographe en détaillant les différentes étapes de l'électronique à la sélection finale de la trace.

Certaines traces sont utilisées afin d'améliorer la précision de la reconstruction au sein du trajectographe. C'est le cas des traces de muons cosmiques utilisées dans les algorithmes d'alignement [49]. Cependant, il est absolument nécessaire d'avoir une grande statistique et des traces récentes afin de garantir une qualité de résultats. Pour ces deux raisons principales, une reconstruction spécifique aux muons cosmiques traversant le trajectographe pendant une prise de données en collision fut créée et implémentée au sein du software CMS et dans le HLT. La deuxième partie de ce chapitre s'attachera à détailler les principes et les résultats de cette reconstruction.

## 3.1 La trajectographie au sein de CMS

Le trajectographe utilise deux technologies de détecteurs à silicium, détecteurs à pistes ou à pixels, pour repérer la position des points de passage (coups, *hits*) des particules chargées dans le détecteur. La position de chaque coup est ensuite utilisée par les algorithmes de reconstruction, implémentés dans le software de CMS (*CMSSW*), afin de reconstruire la totalité de la trajectoire en une trace.

### 3.1.1 La détection des coups

Le trajectographe de CMS est composé de 9,3 millions de pistes et 66 millions de pixels représentant une surface active de  $198\text{ m}^2$  et  $1\text{ m}^2$  respectivement. Le principe de détection est basé sur l'utilisation de semi-conducteurs, possédant une conductivité intermédiaire entre celle d'un métal et celle d'un isolant, à base de silicium. La conduction électrique, modélisée par la théorie des bandes, s'effectue par l'intermédiaire de deux porteurs de charge : les électrons et les trous correspondant à des lacunes électroniques dans la structure cristalline.

Les propriétés du silicium en qualité de semi-conducteur peuvent être modifiées en le dopant avec des impuretés. Les atomes de Si ont 4 électrons de valence liés aux atomes voisins par des liaisons covalentes. Dans le cristal de silicium, si un des atomes de Si est remplacé dans la structure par un atome ayant un nombre d'électrons de valences supérieur à 4, les électrons en trop se placent directement dans la bande de conduction. Inversement, si l'atome remplaçant possède moins de 4 électrons de valence, des trous se forment. Il existe donc deux catégories de semi-conducteur :

- type N : la concentration en électrons est supérieure à celle des trous, les dopants les plus courants sont le phosphore ou l'arsenic.
- type P : la concentration en trous est supérieure à celle des électrons, les dopants les plus courants sont le bore et l'aluminium.

Les modules à pistes ou à pixels du trajectographe sont constitués de semi-conducteurs à jonction PIN, extension d'une jonction PN.

Une jonction PN est le résultat d'une mise en contact d'un semi-conducteur de type P avec un semi-conducteur de type N. Initialement, chaque semi-conducteur est électri-

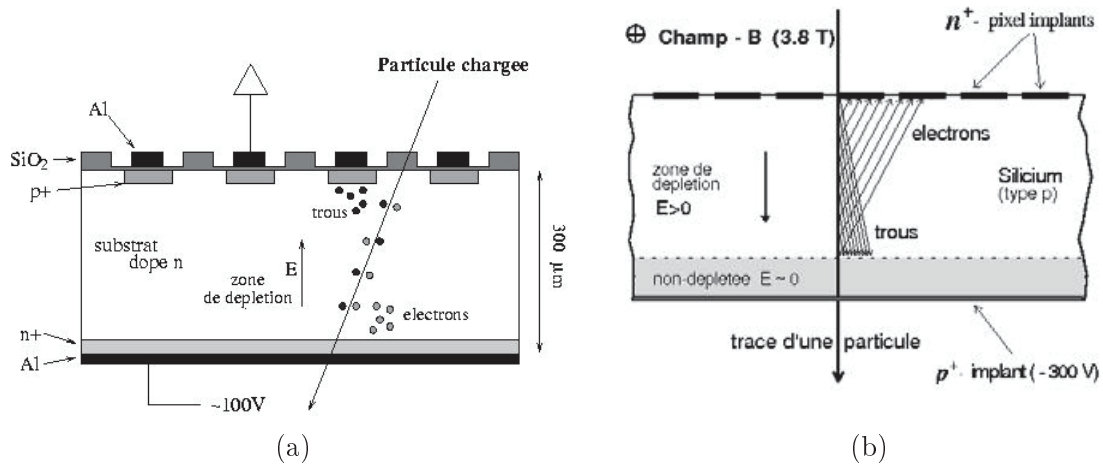


FIG. 3.1 – Coupe transversale d'un module de détecteur à pistes de silicium (a) et d'un module de détecteur à pixels de silicium (b).

quement neutre mais la mise en contact crée une différence de potentiel impliquant une diffusion des électrons et des trous vers les zones N et P respectivement. Une accumulation de charges de part et d'autre de la jonction se forme induisant ainsi un champ électrique dans la zone intermédiaire appelée zone de déplétion. Tout électron ou trou se présentant dans cette zone est immédiatement repoussé sous l'effet du champ vers une extrémité de la jonction. Lorsqu'une particule chargée traverse le module, les atomes du cristal sont ionisés et des paires électrons-trous sont ainsi formées (figures 3.1 (a) et (b)).

Une jonction PIN est une jonction PN contenant une couche intermédiaire supplémentaire de semi-conducteur I (idéal). Cependant, l'obtention de ce type de semi-conducteur étant impossible, un semi-conducteur légèrement dopé N pour les détecteurs à pistes et légèrement dopé P pour les détecteurs à pixels est utilisé. L'intérêt de l'ajout de ce type de matériau est la création d'un champ électrique uniforme. De plus, une tension négative, ou tension de déplétion, est appliquée du côté P permettant une augmentation de l'efficacité de la jonction. En effet, la taille de la zone dépletée, correspondant à la région de détection, est élargie, la collection des charges est améliorée et le temps de collection diminué.

Les charges collectées sont numérisées par les modules et l'amas d'électrons est reconstruit par les FEDs (*Front End Driver*) :

- pour les détecteurs à pistes, la reconstruction des amas [47] est initiée si le rapport  $S/B$  est supérieure à 3 sur la piste en question et supérieure à 2 sur les pistes adjacentes. Une fois reconstruit, l'amas est sélectionné si sa taille est supérieure à  $5 \times \sqrt{\sum_{pistes} (RMS^2)}$  et sa position est calculée par le centroïde de la distribution du signal sur les pistes ;
- pour les détecteurs à pixels, l'initiation est effectuée si plus de 1000 électrons par pixel et par pixel adjacent ont été collectés. L'amas est validé si sa charge est supérieure à 4000 électrons et sa position est calculée de manière indépendante en x et y en utilisant le rapport des charges dans les pixels sur les bords de l'amas.

Les amas reconstruits et validés sont appelés coups (*hits*) dans le détecteur et sont les éléments de base de la trajectographie.



### 3.1.2 La reconstruction des traces

Plusieurs algorithmes de reconstruction de traces [48] sont implémentés dans le software CMS différenciés par quelques subtilités dans les étapes de reconstruction. Quelle que soit la reconstruction, elle doit définir le plus précisément possible les 5 caractéristiques de la trace suivante :

- le  $d_0$  et  $z_0$ , correspondant aux distances entre le point d’approche minimal au centre de la zone d’interaction (*beam spot*) respectivement dans le plan transvers et selon l’axe  $z$  ;
- les angles  $\phi$  et  $\theta$ , angles polaires et azimutal de la quadri-impulsion de la trace au point de plus petite approche (*reference point*) ;
- l’impulsion transverse  $p_T$ .

De manière générale et quelle que soit la reconstruction, 3 étapes logiques sont parcourues :

- génération des germes de traces (*seeds*) ;
- association des coups à une trace (*track candidate*) ;
- ajustement final des paramètres des traces (*final tracks*).

#### La génération des germes de traces

Un germe de traces est une combinaison de 2 ou 3 coups (doublet ou triplet) présents sur des couches spécifiées (souvent adjacentes) permettant d’initier la reconstruction de la trace. Les couches utilisées sont indiquées aux algorithmes sous la forme d’une liste de combinaisons autorisées. Ces combinaisons sont composées à partir des abréviations des sous-détecteurs utilisés (BPix, TIB,...) la couche du sous-détecteur utilisée (1,2,3,...) et la position de celui-ci en  $z$  positif ou négatif (pos, neg).

Dans le cas d’un germe doublet et dans le cadre de la reconstruction des trajectoires des particules issues des collisions, la création de ce type de germe se fait de la manière suivante :

- recherche du premier coup sur la couche la plus externe de la paire spécifiée ;
- recherche du second coup : pour chaque premier coup sélectionné, il est recherché sur les couches plus internes compatibles avec le premier coup et la zone d’interaction ;
- conversion des paires de coups en germes : calcul des paramètres et erreurs de la trajectoire à partir des positions des deux coups et de la contrainte ou non de faisceau (trajectoire pointant ou non vers la zone d’interaction).

Les triplets sont constitués de trois coups et sont obtenus de la manière suivante :

- les deux premiers coups les plus internes sont obtenus à la manière d’un doublet ;
- la position des deux premiers coups permettent de calculer une direction permettant la recherche d’un éventuel troisième coup sur les couches spécifiées ;
- s’il existe un coup compatible, il est ajouté aux deux précédents ;
- les paramètres de la trajectoire (direction, angles, erreurs) sont alors calculés.

#### L’association de coups à une trace, création des traces candidates

Une méthode combinatoire du filtre de Kalman est utilisée afin d’associer les coups reconstruits à une trace. Ce filtre permet de prendre en compte les diffusions multiples au sein du trajectographe et la perte d’énergie de la particule lors de son trajet. Cette méthode itérative part du germe et se propage de couche en couche ; à chaque couche rencontrée, les paramètres de la trace sont recalculés avec une précision croissante et respectant les étapes suivantes :

- la navigation : cet algorithme permet de définir quelle est la couche suivante compatible à partir des paramètres spécifiés par la reconstruction (critères d’extrapolation).

Lors de la première itération, les informations nécessaires à l'extrapolation sont issues du germe ;

- la recherche de détecteurs compatibles : si, suivant les paramètres de la navigation, une couche est déclarée compatible avec la trajectoire extrapolée, une liste de modules de cette couche est créée. Par défaut, les modules sont compatibles si ses bords sont à moins de  $3\sigma$  de la trajectoire extrapolée ;
- la recherche de mesures compatibles : pour chaque module, la direction de la trajectoire est utilisée afin d'estimer la position et la taille des coups dans le détecteur. Une mesure est considérée comme compatible si le  $\chi^2$  de l'estimation de la différence de position est inférieure à 30 ;
- la mise à jour de l'état : si une mesure est compatible avec la trajectoire, ce point est ajouté à la trace candidate et les paramètres de la trajectoire sont alors recalculés. En cas de multiples mesures valides, autant de traces candidates seront créées. Même si aucun dépôt n'est trouvé sur le module, une trace candidate est créée en ajoutant un "coup invalide" dans le cas où la particule serait passée sans laisser de dépôt.

Ces étapes se répètent dans cet ordre tant que la dernière couche spécifiée par la reconstruction n'est pas atteinte. A chaque itération, seules les traces candidates respectant des critères sur le  $\chi^2$ , le nombre de coups valides et invalides indiqués par la reconstruction sont gardées.

Cependant, des ambiguïtés peuvent apparaître lorsqu'une même trace candidate est reconstruite à partir de deux germes différents ou lorsqu'un même germe permet la création de plusieurs traces candidates. Ces ambiguïtés doivent être levées afin de ne pas conserver plusieurs traces correspondant à une seule trajectoire de particule ou une trace ne correspondant à aucune trajectoire réelle. Pour cela, un algorithme de nettoyage des trajectoires détermine la fraction de coups partagés entre deux traces candidates :

$$f_{\text{partagés}} = \frac{N_{1,2}^{\text{coups partagés}}}{\min(N_1^{\text{coups}}, N_2^{\text{coups}})} \quad (3.1)$$

où  $N_1^{\text{coups}}$  et  $N_2^{\text{coups}}$  sont les nombres de coups composant la première et la deuxième trace candidate et  $N_{1,2}^{\text{coups partagés}}$  le nombre de coups en commun entre les 2 traces candidates. Si  $f_{\text{partagés}}$  est supérieure à 50 %, la trace avec le moins de coups sera retirée de la collection de traces candidates. Si elles partagent le même nombre de coups, celle possédant le plus grand  $\chi^2$  sera retirée. Cette procédure est répétée jusqu'à ce que toutes les traces candidates partagent moins de la moitié de leurs coups.

### L'ajustement final des traces

A ce stade, les traces candidates sont une collection de coups associée à une estimation des paramètres de la trajectoire. Un calcul de moindre carré combinant un filtre de Kalman et un lisseur est utilisé afin d'ajuster la trajectoire à la trace candidate [48]. Le filtre est initialisé à partir de la position du coup le plus interne et de l'estimation des paramètres issus du germe. L'ajustement se fait alors de couche en couche en prenant en compte les effets des matériaux et en réévaluant les positions des coups valides, les paramètres et les erreurs sur la trajectoire. Un second filtre est ensuite initialisé à partir des résultats du premier et est appliqué en sens inverse à partir du coup le plus externe vers le plus interne permettant ainsi de lisser la trace. Les coups ajoutés en premier lieu mais ne composant plus la trace sont alors retirés à la suite de ce va-et-vient. Ces coups erronés peuvent être

liés à la trace tels des amas provenant de rayonnement ou être indépendants et provenir de traces adjacentes ou de bruits électroniques. Lors de l’ajustement final de la trace, ces coups possèdent des résidus plus élevés que les coups constituant la trace et sont écartés via l’utilisation d’un  $\chi^2$ .

Finalement, une trace complète est disponible et il est alors possible de calculer les 5 paramètres la définissant.

Tous les algorithmes de reconstruction de traces au sein de CMS utilisent ces étapes, les différences sont comprises dans certains paramètres particuliers comme le sens des combinaisons lors de la création des germes, la navigation utilisée afin d’atteindre les couches suivantes ou des paramètres de précision sur la trace finale. Dans le cadre du travail de cette thèse, seules les étapes de création de germes et de navigation ont été modifiées. La section suivante s’attachera à décrire précisément ces modifications.

## 3.2 La reconstruction des muons cosmiques en collision

### 3.2.1 Problématique

Le trajectographe de CMS est composé d’un très grand nombre de modules assemblés au sein de structures de support. Les 15148 modules individuels sont montés en échelles ou en pétales qui doivent être alignés avec une précision de quelques microns [32]. En parallèle à l’alignement optique, des algorithmes utilisant les traces reconstruites au sein du trajectographe sont utilisées pour obtenir une telle précision. Ces algorithmes [49, 50], utilisant les traces issues des collisions sont principalement basés sur la recherche d’un minimum local dans la distribution du  $\chi^2$  calculée à partir de la distribution des résidus. Cependant, cette méthode est insensible à certaines transformations géométriques (minima invariants selon ces transformations), ce sont les modes faibles (*weak modes*). L’utilisation en complément de traces qui traversent la totalité du trajectographe et qui ne passent pas par le point de collision permet de contraindre ces modes faibles. Les traces laissées par les muons cosmiques possèdent ces caractéristiques et sont donc utilisées dans ce but [51]. Des périodes de prises de données (*run*) sont uniquement dédiées à récupérer ce type de traces (*Cosmic Runs At Four Teslas*); cependant, au fur et à mesure du temps, la géométrie du trajectographe varie légèrement à cause des variations de température, des contraintes mécaniques ou du champ magnétique. Il est nécessaire de connaître ces variations afin de correctement reconstruire toutes les traces avec la précision souhaitée et c’est pour cette raison que des traces de muons cosmiques sont nécessaires également pendant les périodes de prises de données en collisions.

Deux principales reconstructions sont implémentées dans le software CMS (*CMSSW*) : la reconstruction “cosmique” [52] et la reconstruction “générale” [53]. La méthode de création des germes pour la reconstruction cosmique est basée sur une recherche de coups sur la totalité de la surface des couches externes du tracker (TOB et TEC). Les germes sont créés à partir de coups compatibles avec la trajectoire d’un muon traversant le trajectographe de l’extérieur vers l’intérieur. Cependant, les collisions créent un très grand nombre de particules chargées qui laissent un nombre conséquent de coups, cela implique un grand nombre de possibilités pour les combinaisons lors de la création des germes (doublet ou triplet). Malgré des critères de sélection d’événements drastiques (coupure sur le nombre de coups et sur le nombre de germes créé dans l’événement), la reconstruction cosmique exécutée

sur un échantillon de données de collision consomme énormément de CPU et produit un grand taux de faux. De plus, à cause des critères de sélection, plus la luminosité croît, plus le nombre d'événements non reconstruits est important.

La reconstruction générale quant-à-elle crée des germes à partir des coups enregistrés dans les pixels ou les premières couches du tonneau et des bouchons et avec une contrainte sur la direction de la germe qui doit provenir du point d'interaction. Autrement dit, seuls des muons cosmiques dont la trajectoire traverse la région d'interaction pourront être reconstruits. Le cas échéant, ce ne sera pas une seule trace traversant le trajectographe mais deux traces opposées partant du point de plus petite approche.

Afin d'éviter une grande consommation de ressources et de temps et afin d'être capable de reconstruire un maximum de traces issues de muons cosmiques, une nouvelle manière de reconstruire ces muons a été développée et implémentée dans le software CMS : la reconstruction régionale. Elle se distingue de la reconstruction cosmique classique par la recherche des coups nécessaires à la création des germes dans une région rectangulaire prédéfinie. Ces germes sont créés au niveau des couches externes du TOB et la recherche des coups supplémentaires lors de la phase de création des traces candidates se fait de l'extérieur vers l'intérieur du trajectographe.

La première partie est dédiée à la description de la reconstruction cosmique régionale. La deuxième partie est consacrée aux résultats de la reconstruction sur un échantillon simulé, correspondant à des muons cosmiques pointant en direction du trajectographe créés avec les outils CMSCGEN (*CMS Cosmic Generation*). Les résultats sur les données de collision enregistrées en 2010 à faible luminosité (run 134721, mai 2010) puis à haute luminosité (run 146644, septembre 2010) sont ensuite présentés. Enfin, la mise en place de la reconstruction dans le HLT et les derniers résultats produits sur des données enregistrées en 2011 (run 167898, juin 2011) sont décrits à la fin de ce chapitre.

### 3.2.2 Description de la reconstruction cosmique régionale

La reconstruction cosmique régionale se décompose en quatre étapes : définition de la région à partir des trajectoires des muons cosmiques reconstruites dans les chambres à muons, recherche et sélection des coups à l'intérieur de la région, création des germes et construction des traces.

Le but de la première étape est de créer un ensemble de régions sur les couches du trajectographe contenant les coups laissés par un muon cosmique afin d'effectuer la création des germes de manière efficace et rapide. La surface de ces régions doit être petite afin d'éviter d'utiliser des coups produits par des particules issues de la collision et augmenter en parallèle le temps d'exécution de la reconstruction. Une direction est associée à ces régions afin d'orienter les phases de création de germes puis de traces candidates.

Les traces des muons reconstruites dans les chambres sont extrapolées au point d'approche le plus proche de la zone d'interaction (*reference point*), leur moment et la direction de leur moment sont déterminés en ce point. Ces quantités sont ensuite propagées en un point situé à 1 cm à l'extérieur de la dernière couche du TOB comme indiqué par la flèche 1 sur la figure 3.2. Si la trace du muon est dans les chambres du haut, le point extrapolé aura une coordonnée  $y$  positive et inversement. Ce point correspond au centre d'une région rectangulaire qui a pour dimensions, dans le plan  $\eta - \phi$ ,  $(\Delta\eta \times \Delta\phi) = (0.1 \times 0.1)$ . Si plusieurs muons sont reconstruits dans les chambres, plusieurs régions sont créées puis utilisées lors de la phase de création de germes.

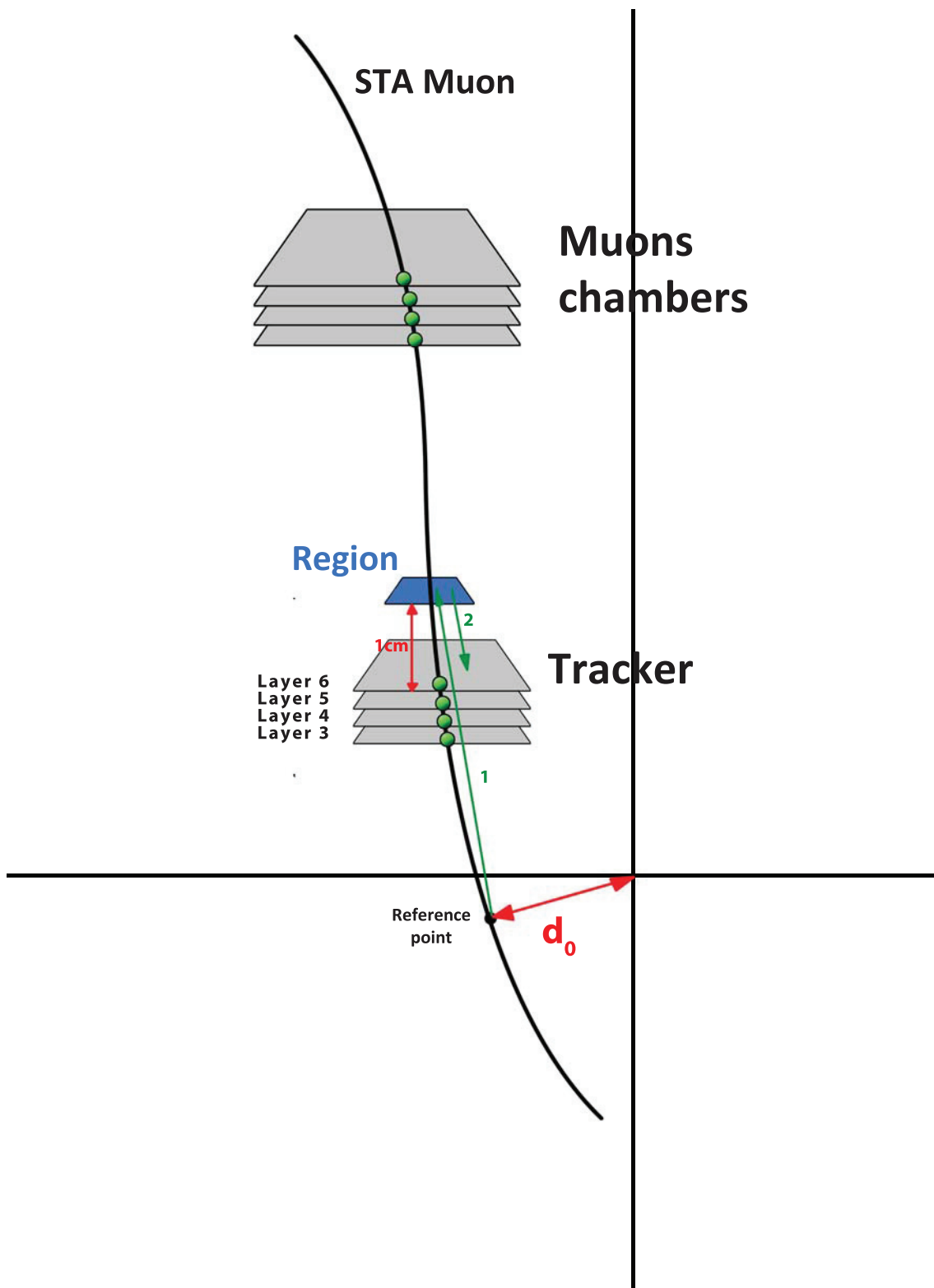


FIG. 3.2 – Region construite par extrapolation des traces des muons cosmiques dans les chambres à muons.

La région est ensuite apposée successivement sur les couches 6,5,4 et 3 du TOB comme indiqué par la flèche 2 sur la figure 3.2 et tous les modules présents dans la région définie sont pris en compte pour la recherche de coups. Si aucun coup n'est trouvé, la région d'intérêt est élargie de 15 cm dans toutes les directions (carré de  $3 \times 3$  modules) afin d'améliorer l'efficacité. Les coups trouvés sont ensuite enregistrés et organisés selon leur position. Finalement, les germes sont créés à partir des paires de coups présents sur deux couches prédéfinies : TOB6 et TOB5, TOB6 et TOB4, TOB6 et TOB3, TOB5 et TOB4, TOB5 et TOB3 ou TOB4 et TOB3. La direction du moment du muon cosmique est associée à la germe engendrant une trajectoire de germes (figure 3.3). En associant cette direction avec l'algorithme de navigation, la position des coups sur les couches suivantes est alors calculée.

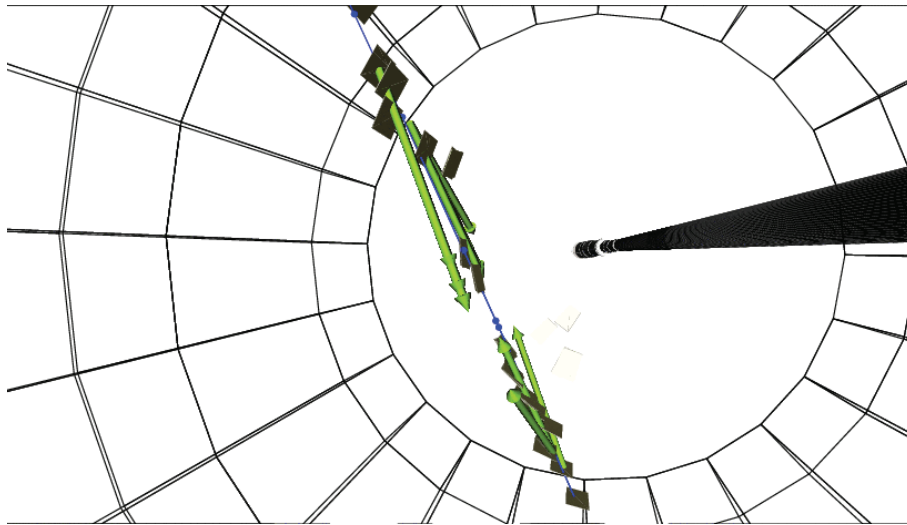


FIG. 3.3 – Exemple de trajectoires de germes.

Les autres coups compatibles avec le germe sont ensuite recherchés dans les couches restantes du TOB, dans le TIB et dans les pixels. Cette étape s'arrête lorsque le module le plus externe au trajectographe est atteint permettant ainsi la construction de traces candidates traversant la totalité du trajectographe. L'étape finale de filtre et lissage de la trace est identique à celle décrite dans la section précédente.

### 3.2.3 Résultats

Les résultats de la reconstruction régionale exécutée sur un échantillon simulé de muons cosmiques pointants vers le trajectographe sont exposés en premier. L'échantillon a été généré par les outils de CMSCGEN [54] et les interactions dans le détecteur ont été simulées par les outils standards de simulation du software CMSSW. L'aspect pointant des muons cosmiques est basé sur un filtre contenant la description d'un cylindre<sup>1</sup> représentant le volume du trajectographe. Si le muon généré ne passe pas à travers ce volume, l'événement est rejeté. L'effet de ce filtre est le suivant : sur 100 muons cosmiques générés, seuls 1,3 sont acceptés par le filtre ; ce nombre correspond à ce qui est observé durant les périodes de prises de données cosmiques.

<sup>1</sup>longueur : 424 cm (  $z = \pm 212$  cm ) - rayon : 80 cm

Afin d'étudier les performances de la reconstruction régionale dans les données avec un empilement minimal, le run 134721 a été utilisé. Enregistré le 2 mai 2010 pendant 8 h 40 min lors de collisions à 900 GeV, ce run a été choisi pour sa relativement longue durée permettant d'avoir une bonne statistique à basse luminosité ( $2.8 \times 10^{25} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ ). Pour ce run, une étude comparative entre la reconstruction classique cosmique (*Cosmic Track Finder reconstruction* ou reconstruction CTF) [55] et la reconstruction cosmique régionale peut être menée dans un environnement propre, généralement exempt de collision. Afin d'effectuer une étude en termes de taux d'événements et temps de calcul dans des conditions à plus haute luminosité, le run 146644 a été utilisé. Enregistré le 25 septembre 2010 pendant 16 h 40 min lors de collisions à 7 TeV, il possède quant-à-lui une luminosité finale plus importante ( $1.23 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ ) permettant d'évaluer l'impact de l'empilement sur les deux reconstructions.

### Résultats sur un échantillon simulé

Afin de valider la reconstruction régionale, les traces reconstruites par celle-ci sont comparées aux traces reconstruites par la reconstruction cosmique CTF dans un même échantillon simulé. La figure 3.4 représente les distributions en  $\eta$ ,  $\phi$  et  $p_T$  pour les 2 lots de traces reconstruites. L'excès d'événements de muons cosmiques avec un  $\eta = 0,3$  correspond au puit d'accès au dessus de la caverne de CMS, légèrement décalé par rapport à l'axe  $y$  permettant ainsi à un plus grand nombre de particules cosmiques d'atteindre le détecteur. La distribution en  $\phi$  montre que la plus grande majorité des traces reconstruites ont un  $\phi < 0$ , exprimant un sens de trajectoire du haut vers le bas. Pour quelques événements,  $\phi > 0$ , le muon a simplement été reconstruit dans ces cas là dans le sens inverse de sa trajectoire. Pour chaque distribution, la corrélation entre les 2 lots est excellente : lorsque les 2 reconstructions fournissent une trace pour un même événement, c'est la même trace qui est reconstruite.

Puis, pour la reconstruction régionale, l'efficacité et le taux de fausses traces ont été calculés suivant les formules :

$$\text{Efficacité} = \frac{N_{\text{traces reconstruites associées aux muons simulés}}}{N_{\text{muons simulés}}} \quad (3.2)$$

$$\text{Taux de fausses traces} = 1 - \frac{N_{\text{traces reconstruites associées aux muons simulés}}}{N_{\text{traces reconstruites}}} \quad (3.3)$$

où l'efficacité correspond au taux de muons simulés qui ont été correctement reconstruit par la reconstruction régionale. Le taux de faux correspond au taux de traces reconstruites qui n'ont pas pu être associées à un muon simulé. Si le muon simulé et la trace reconstruite ont plus de 50 % de leur coups en commun, ils sont alors associés.

Seules les traces intéressantes pour l'alignement sont sélectionnées (3 coups dans le haut du tonneau du trajectographe et 3 coups dans le bas, traversant ainsi la totalité du trajectographe et coupant un grand nombre de modules). Les efficacités et taux de faux sont calculés à partir de cette sélection de traces.

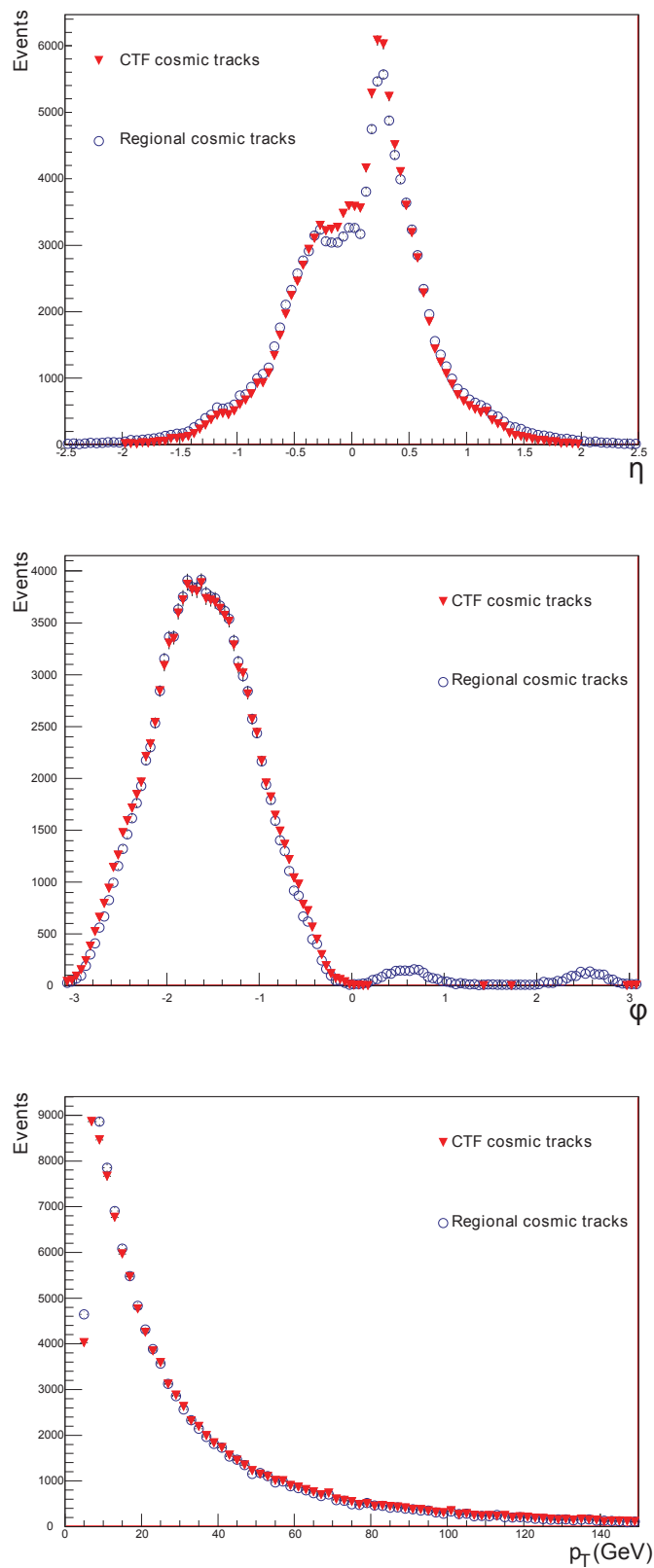


FIG. 3.4 – Distributions en  $\eta$ ,  $\phi$  et  $p_T$  des traces reconstruites par la reconstruction CTF (triangle) et la reconstruction régionale (cercle)



### Régions construites en utilisant les muons reconstruits dans les chambres

Les performances de la reconstruction CTF en condition de prises de données de muons cosmiques seuls sont excellentes [56] avec une efficacité de 99.5 % et un taux de faux très négligeable ( $\ll 1$  %). Les figures 3.6 et 3.7 montrent l'efficacité et le taux de faux en fonction du  $\eta$  et  $p_T$  du muon simulé pour la reconstruction régionale respectivement évalués à 68.6 % et 1.8 %.

Un muon simulé avec  $|\eta| > 0.5$  (figure 3.6) crée peu de coups dans le tonneau et sa trajectoire est plus difficile à reconstruire. La reconstruction CTF permet une création de germes dans les bouchons non autorisé par la reconstruction régionale afin d'éviter de reconstruire des particules issues de la collision (figure 3.5) ; si le muon passe d'abord dans un bouchon avant d'atteindre le tonneau, il sera plus facilement reconstruit par la reconstruction CTF.

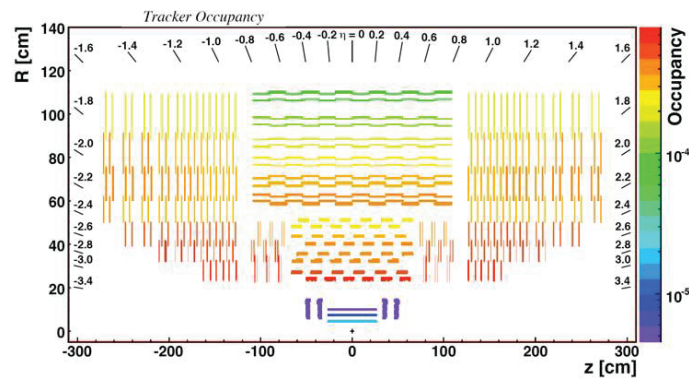


FIG. 3.5 – Occupation dans le trajectographe due aux collisions inélastiques représentant la probabilité de passage d'une trace par senseur. Les couches externes du TOB sont moins touchées par les traces de particules issues des collisions que les couches des bouchons ; c'est pour cette raison que la création des germes ne se fait que dans ces couches peu occupées.

Dans les autres zones et en particulier pour les traces de bas  $p_T$ , la différence de 30 % d'efficacité entre la reconstruction CTF et la reconstruction régionale s'explique par le fait que les extrapolations depuis les chambres à muons jusqu'au point de plus petite approche ne sont pas suffisamment précises.

En effet, trois paramètres déterminent complètement la création de la région au bon endroit, *i.e.* sur le passage d'un muon cosmique :

- la position du point de plus petite approche ;
- le moment extrapolé depuis les chambres jusqu'à ce point puisque sa direction détermine la direction vers laquelle la région va être créée puis vers laquelle les coups devront être recherchés ;
- la magnitude du moment extrapolé.

Deux de ces trois paramètres ont été représentés :

- la figure 3.8 (gauche) montre la différence entre la distance du point de plus petite approche à la zone d'interaction ( $d_0$ ) des traces reconstruites par la reconstruction CTF, supposée comme étant toujours correcte [56], et le  $d_0$  des traces reconstruites dans les chambres à muons. Si cette différence est grande, la position du point de plus petite approche de la trace du muon dans les chambres est loin de la position réelle.
- la figure 3.9 (gauche) montre le  $\Delta R$  entre la direction de la trace reconstruite par la

reconstruction CTF et la direction du moment extrapolé de la trace du muon dans les chambres. La perte d'efficacité en cas de mauvaise mesure est très rapide dans ce cas là : si une différence de 0,3 est observée, l'efficacité de reconstruction est seulement de 25 %.

– aucune corrélation entre un  $d_0$  incorrect et un  $\Delta R$  incorrect n'a été observée.

L'extrapolation depuis le point de plus petite approche jusqu'à 1 cm à l'extérieur de la couche 6 du TOB est entièrement conditionnée par une bonne mesure simultanée de ces trois paramètres. Une erreur sur l'un deux entraîne une création de régions loin du passage réel du muon cosmique. Dans ce cas, aucun coup n'est trouvé, la reconstruction régionale échoue et les efficacités décroissent (figures 3.8 (droite) and 3.9 (droite)) .

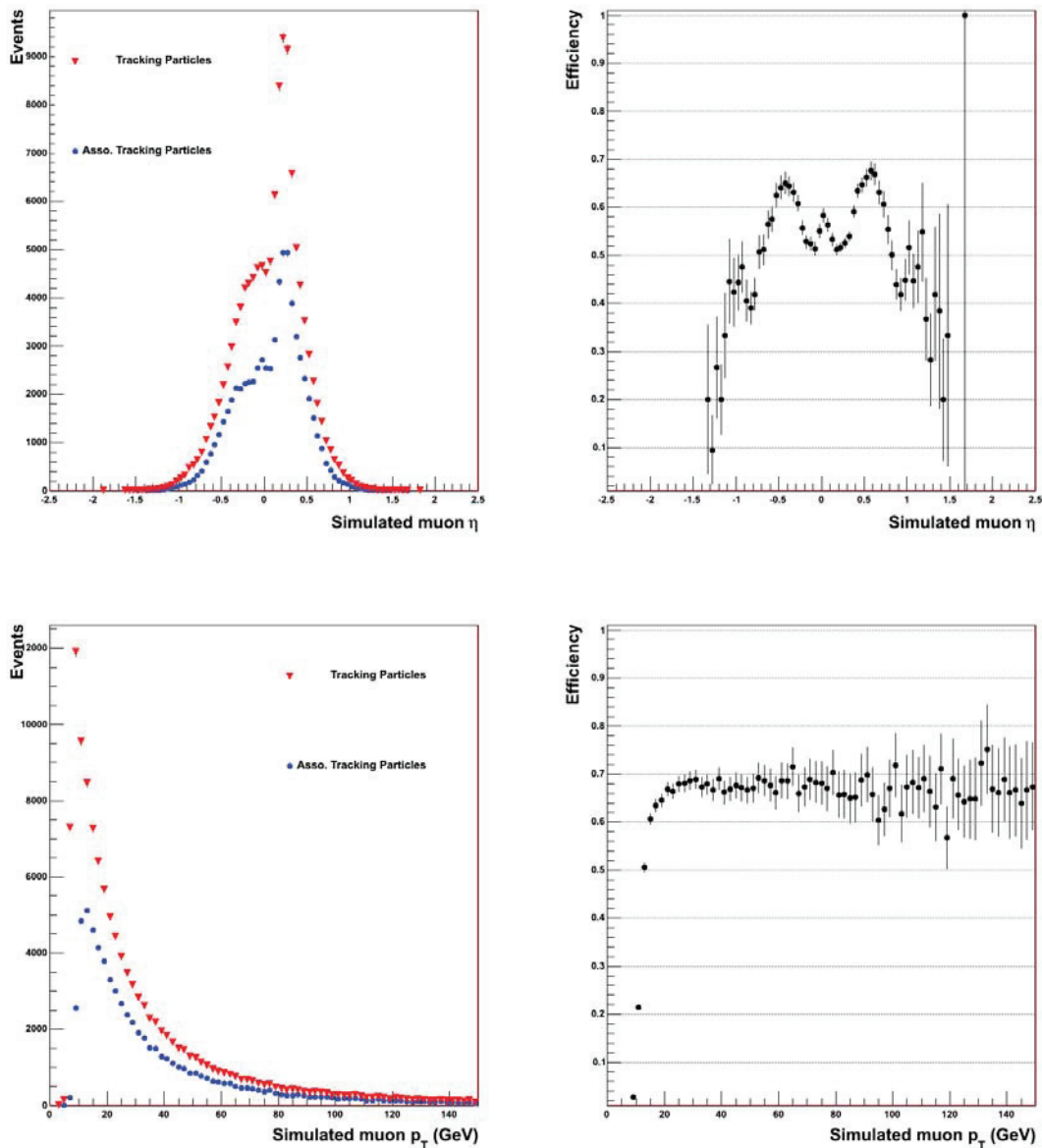


FIG. 3.6 – Distributions en  $\eta$  (haut) et  $p_T$  (bas) de tous les muons simulés (triangle) et des muons simulés qui ont pu être associés à des traces reconstruites (cercle). Les distributions de droite correspondent aux efficacités en fonction de  $\eta$  (haut) et du  $p_T$  (bas)

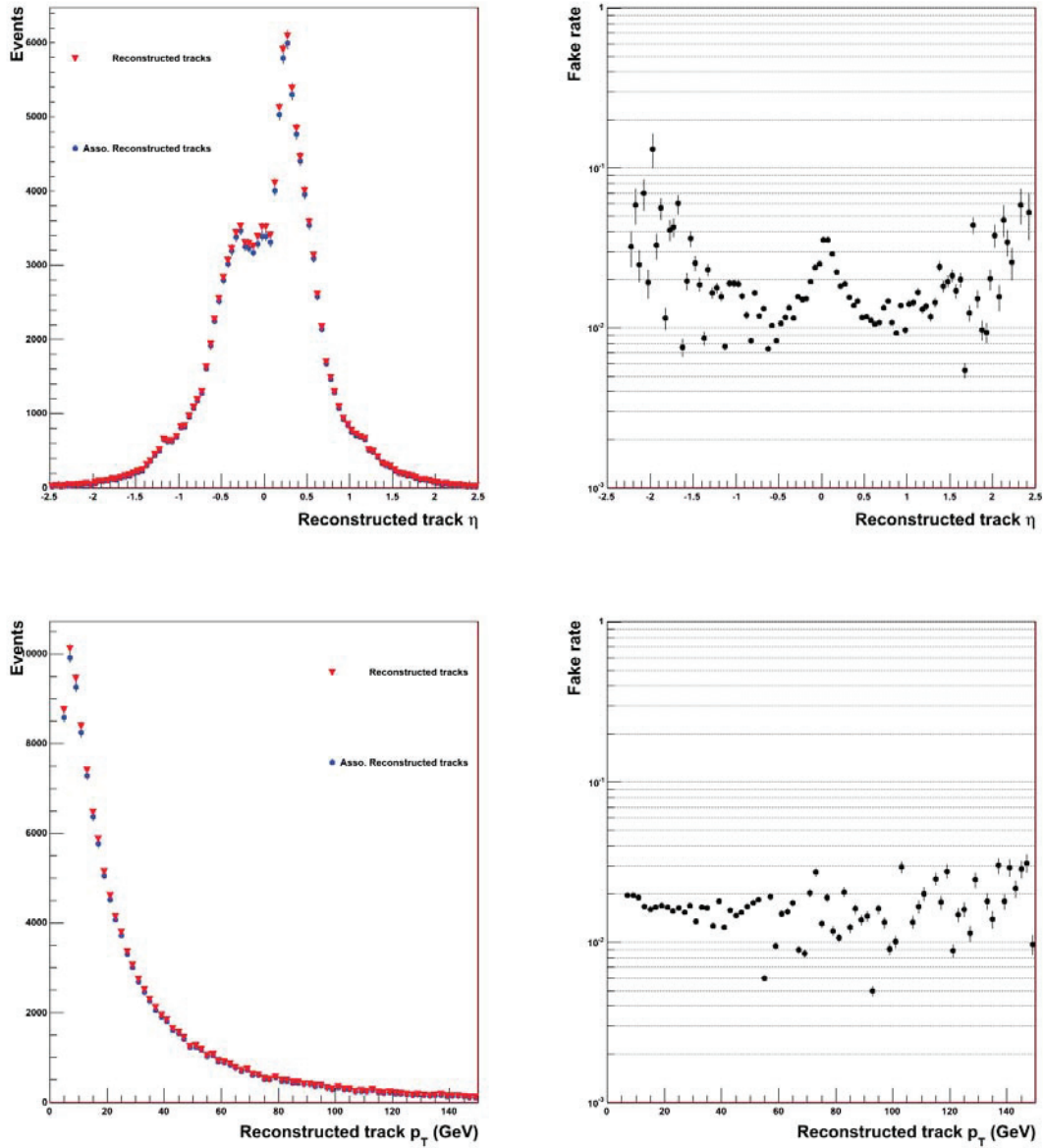


FIG. 3.7 – Distributions en  $\eta$  (haut) et  $p_T$  (bas) de toutes les traces reconstruites (triangle) et des traces reconstruites qui ont pu être associées à des muons simulés (cercle). Les distributions de droite correspondent aux taux de fausses traces en fonction de  $\eta$  (haut) et du  $p_T$  (bas)

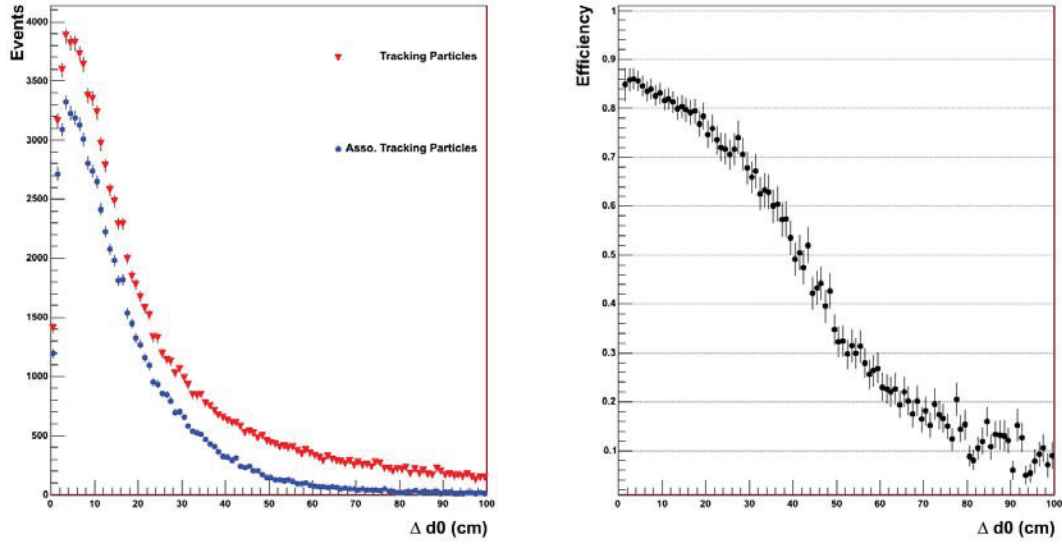


FIG. 3.8 – Efficacité de la reconstruction régionale en fonction du  $\Delta d_0$  entre les muons simulés et les traces reconstruites par la reconstruction CTF.

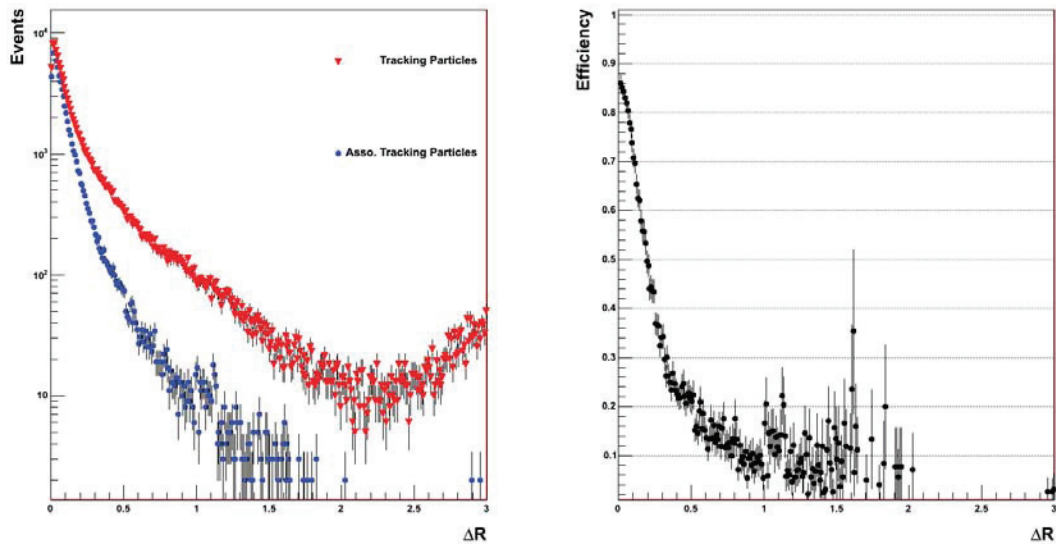


FIG. 3.9 – Efficacité de la reconstruction régionale en fonction du  $\Delta R$  entre la direction du moment des muons simulés et la direction du moment des traces reconstruites par la reconstruction CTF extrapolé en leur point de plus approche respectif.

### Régions construites en utilisant les coups simulés

Pour s'assurer du fait que la perte d'efficacité vient uniquement des différentes extrapolations dans la méthode de création de germes, les deux étapes suivantes de création de traces candidates et d'ajustement de la trace finale ont été testées. Pour cela, les régions ont été directement apposés sur les coups simulés par le muon sur les couches 6,5,4 et 3 du TOB. La position du coup correspondant à la position du centre de la région. Les efficacités et les taux de fausses traces (figure 3.10) ont été calculés et donnent respectivement 95.6 % et 1.7 %. Ces résultats montrent que la perte d'efficacité de 30 % est une conséquence des extrapolations depuis les chambres à muons jusqu'au point de plus petite approche dans l'étape de création des germes.

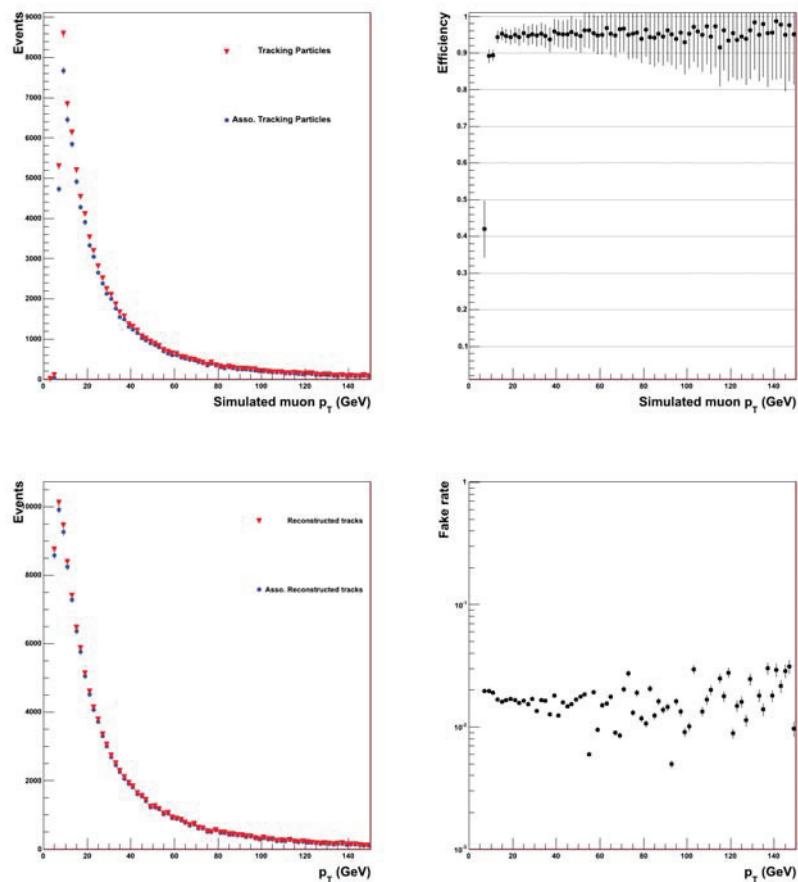


FIG. 3.10 – Distributions en  $p_T$  de l'efficacité et du taux de fausses traces.

Un moyen d'améliorer l'efficacité de la reconstruction régionale est d'utiliser comme traces dans les chambres à muons des traces ayant une meilleure mesure de la position du point de plus petite approche et du moment extrapolé en ce point. Une collection, appelée *cosmic muons one leg*, contient des muons dont la trace reconstruite dans les chambres à muons du haut a pu être associée à une trace dans les chambres du bas. Ces muons, traversant la totalité du détecteur CMS, fournissent des traces dont les extrapolations au point de plus petite approche sont bien plus précises car les informations des deux hémisphères sont utilisées.

Finalement, l'efficacité en utilisant ce type de traces est de 75 % soit 5 % de mieux qu'observé précédemment (figure 3.11). Le problème est que cette collection contient moins de traces, donc moins d'événements à reconstruire que dans le cas décrit dans la section 3.2.3. Le nombre final d'événements reconstruits est finalement plus faible. Cela n'est pas acceptable et cette méthode n'a donc pas été choisie.

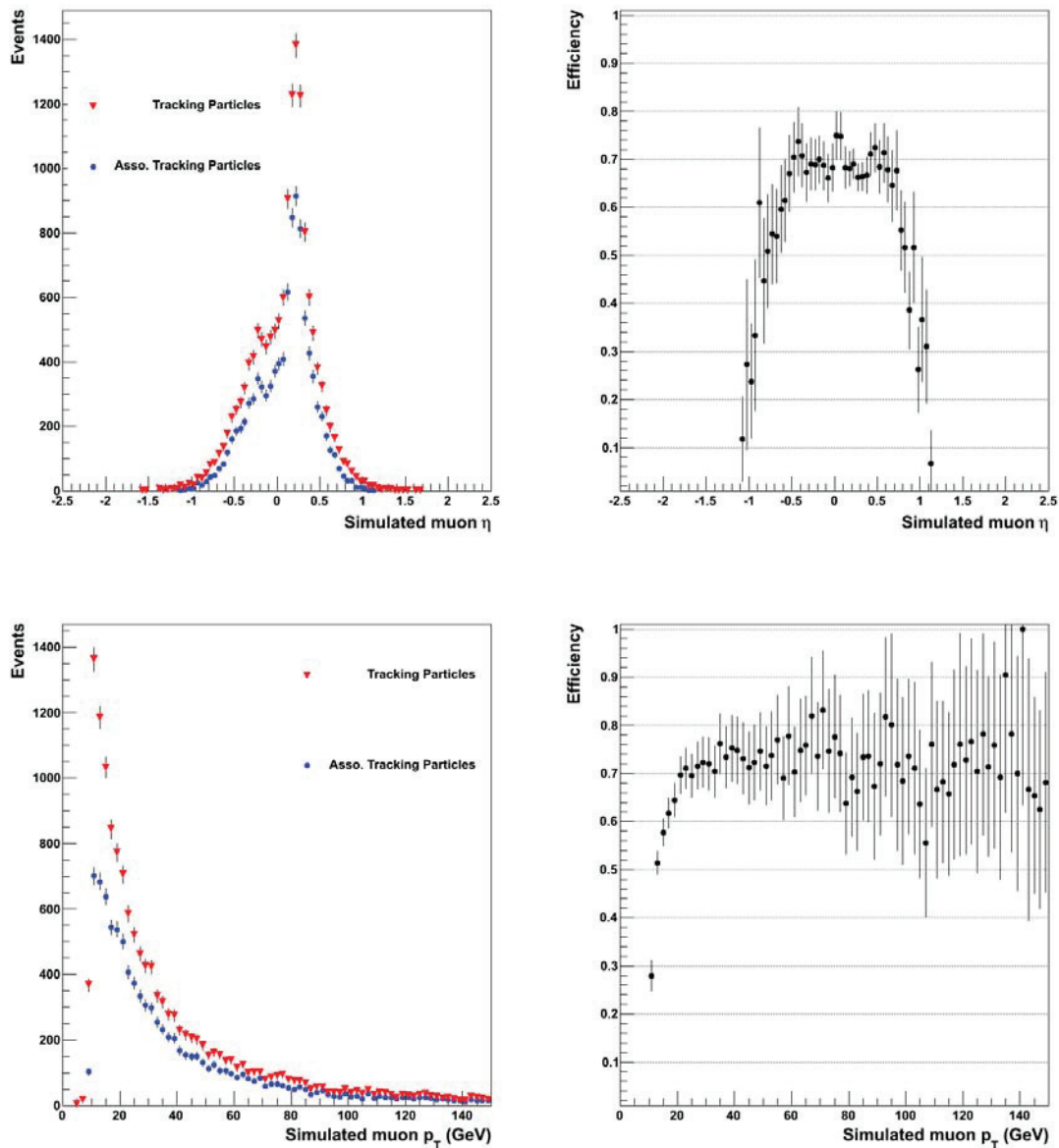


FIG. 3.11 – Distributions en  $\eta$  (haut) et  $p_T$  (bas) de tous les muons simulés (triangle) et des muons simulés qui ont pu être associés à une trace reconstruite (cercle). Les distributions de droite correspondent aux efficacités en fonction de  $\eta$  (haut) et  $p_T$  (bas).

### Résultats de la reconstruction sur les premières données

Dans cette section, les résultats des deux reconstructions exécutées sur le run 134271 sont présentés. Cependant, comme ces résultats sont déterminés à partir de données de collisions, quelques traces proviennent de muons issus de ces collisions. Pour les éliminer, seuls les événements contenant une trace régionale avec trois coups dans le haut et trois coups dans le bas du tonneau sont comparés aux traces CTF correspondantes. Les quatre comparaisons (figures 3.12 à 3.15) montrent une excellente corrélation entre les deux types de traces.

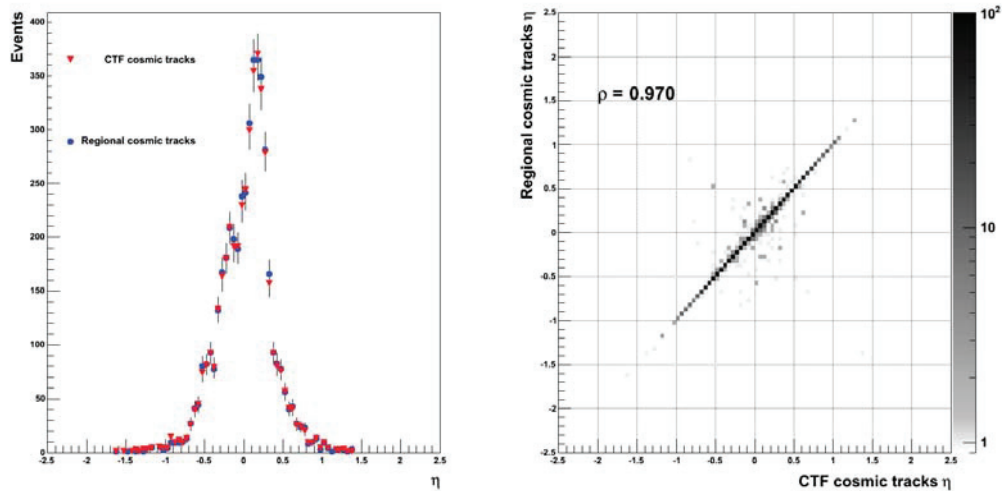


FIG. 3.12 – Gauche : distribution en  $\eta$  des traces reconstruites avec la reconstruction CTF et la reconstruction régionale. Droite :  $\eta$  des traces CTF en fonction du  $\eta$  des traces régionales.

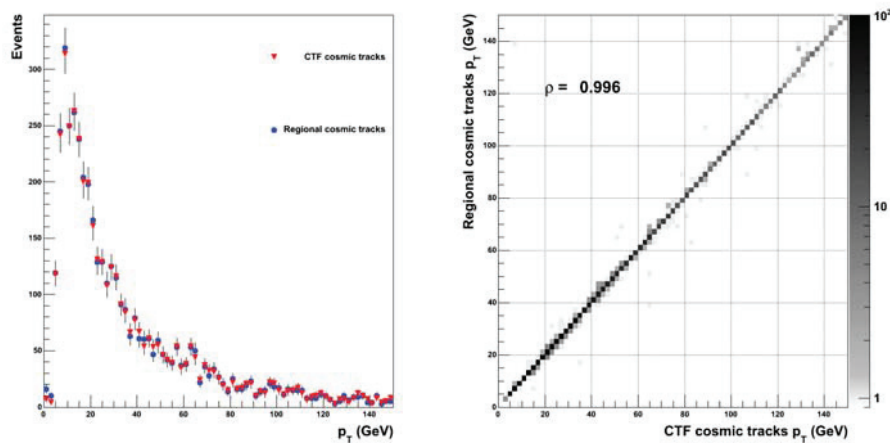


FIG. 3.13 – Gauche : distribution en  $p_T$  des traces reconstruites avec la reconstruction CTF et la reconstruction régionale. Droite :  $p_T$  des traces CTF en fonction du  $p_T$  des traces régionales.

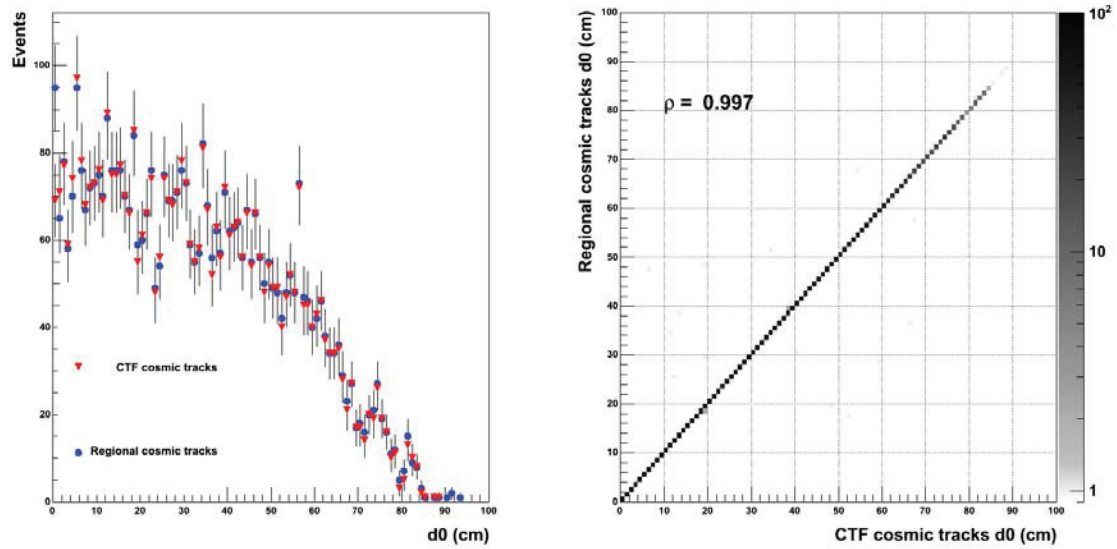


FIG. 3.14 – Gauche : distribution en  $d_0$  des traces reconstruites avec la reconstruction CTF et la reconstruction régionale. Droite :  $\eta$  des traces CTF en fonction du  $d_0$  des traces régionales.

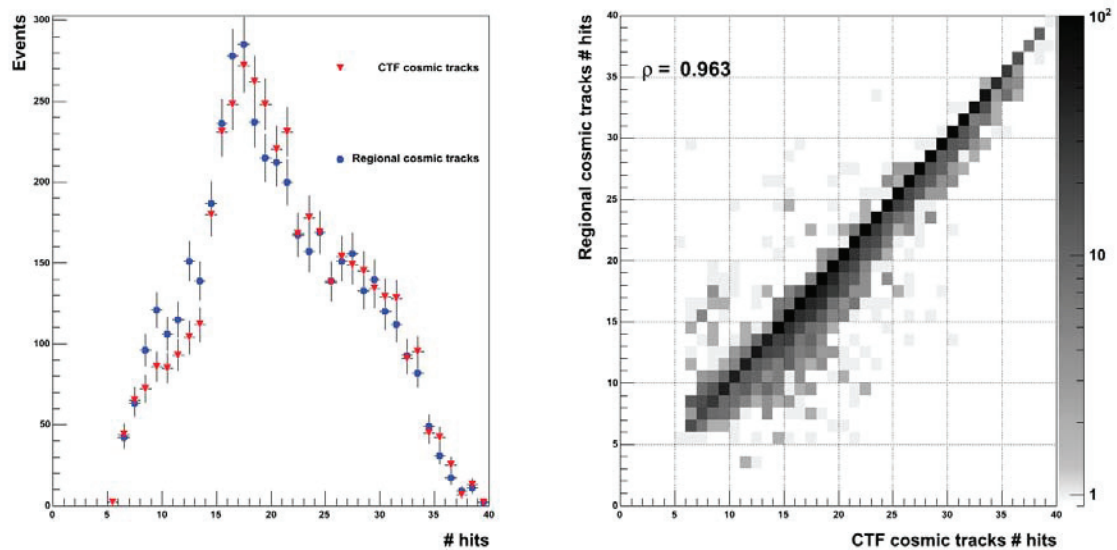


FIG. 3.15 – Gauche : distribution du nombre de coups formant les traces CTF et les traces régionales. Droite : Nombre de coups formant la trace CTF en fonction du nombre de coups formant la trace régionale.



### Résultats sur des données à plus haute luminosité

Afin de comprendre l'effet de l'empilement sur les deux méthodes de reconstruction, un échantillon de données enregistré dans une période de plus haute luminosité a été analysé. Le run 146644, enregistré en septembre 2010, a été choisi pour comparer les deux reconstructions grâce à sa durée (16 h 40 min) et le bon taux sortant du RPC Technical Trigger bit 25 (3,47 Hz), fournisseur principal d'événements du lot de données cosmiques. La luminosité ne permettait pas à la reconstruction cosmique CTF de fournir des traces à cause d'un nombre de clusters touchés au sein du trajectographe au dessus de 300, correspondant à la limite autorisée par la méthode. Cette coupure a été mise en place afin d'éviter un temps d'exécution trop long et un grand taux de fausses traces. Pour les runs précédents, cette coupure était déjà fixée à 300 mais était rarement nécessaire.

Premièrement, les mêmes comparaisons que dans la section précédente sont montrées (figures 3.16, 3.17). Le facteur de corrélation, très proche de un, montre que la reconstruction CTF et la reconstruction régionale fournissent les mêmes bonnes traces.

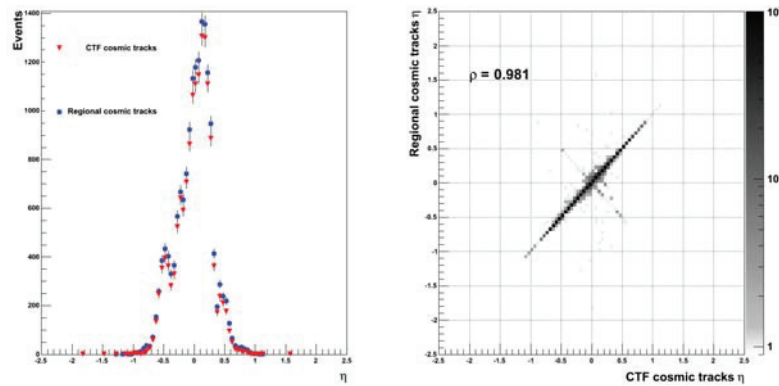


FIG. 3.16 – Gauche : distribution en  $\eta$  des traces reconstruites avec la reconstruction CTF et la reconstruction régionale. Droite :  $\eta$  des traces CTF en fonction du  $\eta$  des traces régionales.

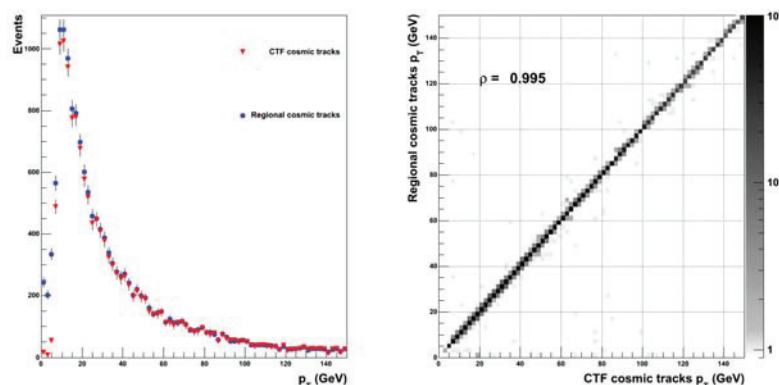


FIG. 3.17 – Gauche : distribution en  $p_T$  des traces reconstruites avec la reconstruction CTF et la reconstruction régionale. Droite :  $p_T$  des traces CTF en fonction du  $p_T$  des traces régionales.

Le tableau 3.1 résume les résultats pour la reconstruction cosmique CTF, la reconstruction régionale et la reconstruction régionale utilisant les *cosmic muons 1 leg*.

Type d'événements	Nombre d'événements
Total	1287461
Au moins 1 bonne trace CTF	20162
Au moins 1 bonne trace régionale	16082
Au moins 1 bonne trace régionale (cosmic muon 1 leg)	13958
Au moins 1 bonne trace CTF et aucune bonne trace régionale	5541
Au moins 1 bonne trace régionale et aucune bonne trace CTF	1461
Type de reconstruction	Rate ( $Hz$ )
CTF	0.34
Régionale	0.27
Régionale (cosmic muon 1 leg)	0.23

TAB. 3.1 – Nombre d'événements pour chaque catégorie de traces reconstruite et taux de traces pour chaque type de reconstruction pour le run 146644.

Pour ce run, la reconstruction CTF apporte plus de bonnes traces que la reconstruction régionale même si quelques événements ne passent pas les critères de sélection sur le nombre de clusters ou de germes, deux raisons à cela :

- l'efficacité plus basse de la reconstruction régionale comparée à la reconstruction CTF à cause des extrapolations (position, moment et direction du moment) des chambres à muons jusqu'au trajectographe ;
- La reconstruction CTF génère tellement de germes que la probabilité de créer une trace candidate correspondant au muon cosmique est bien plus importante comparée à la reconstruction régionale (figure 3.18). En effet, la reconstruction CTF recherche des coups et crée ses combinaisons en utilisant toute la surface de toutes les couches du trajectographe. Cela consomme énormément de temps et crée également énormément de traces fausses. La reconstruction régionale utilise une petite région impliquant une plus grande rapidité et un nombre de germes bien inférieur. Cette méthode entraîne une perte d'efficacité mais une diminution en parallèle du taux de fausses traces.

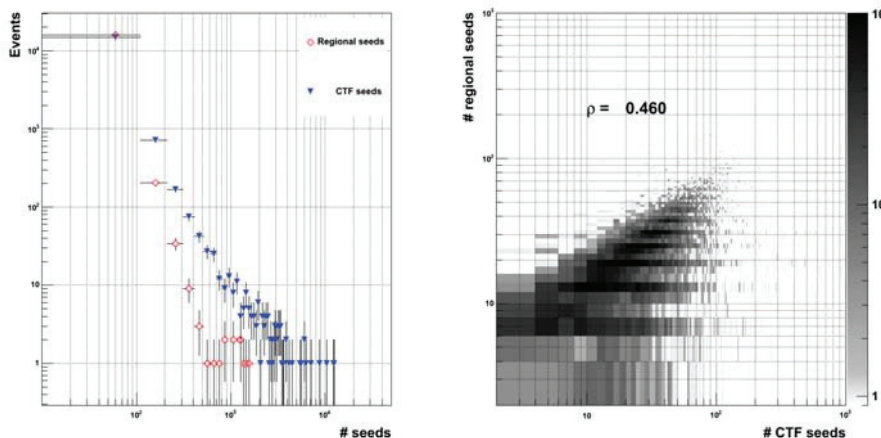


FIG. 3.18 – Nombre de germes créé par la reconstruction CTF et par la reconstruction régionale dans les événements ou les deux reconstructions ont fourni une bonne trace.

Même si la reconstruction régionale fournit encore moins de traces que la reconstruction CTF, les 2 taux ont tendance à s'équilibrer. En effet, la reconstruction régionale fournit une bonne trace cosmique dans 1461 événements du run 146644 où la reconstruction CTF n'a pas pu fournir une trace. La luminosité augmentant d'un facteur 10 en 2011, ces cas vont apparaître beaucoup plus souvent (section 3.4).

### Temps d'exécution

En comparant les tableaux 3.2 and 3.3, l'étape de création des germes pour cet échantillon de données pour la reconstruction régionale prend 2,5 fois moins de temps que pour la reconstruction CTF. Ce résultat est expliqué par le nombre de germes créé bien plus grand dans le cas de la reconstruction CTF.

Reconstruction cosmique régionale		
Étape	CPU time	Real time
Création des germes	0.0910	0.0915
Traces candidates	0.7383	0.7397
Traces finales	0.0202	0.0205
Total	0.8595	0.8517

TAB. 3.2 – Temps d'exécution par événement en *ms* pour chaque étape de la reconstruction cosmique régionale

Reconstruction cosmique CTF		
Étape	CPU time	Real time
Création des germes	0.2240	0.2239
Traces candidates	0.7861	0.7899
Traces finales	0.0336	0.0337
Total	1.0437	1.0475

TAB. 3.3 – Temps d'exécution par événement en *ms* pour chaque étape de la reconstruction cosmique CTF

Dans les événements à très forte occupation ( $t\bar{t}$  par exemple), la création des germes de la reconstruction régionale prend un temps par événement considérable (de 3 à 5 secondes). Ces cas se distinguent par le fait que le muon est dans ou proche d'un jet, cela correspond dans une très grande majorité de cas à un muon issu de la collision. Afin d'éviter ce problème, une association entre les jets de l'événement et les muons est effectué. Si la région est construite à l'intérieur ou proche d'un jet, la reconstruction ne sera pas exécutée. Comme dans le cas des études physiques d'isolation des muons, une isolation de la région est ajoutée en vérifiant qu'il n'y ait aucun jet dans un cône de rayon  $\Delta R(region, jets) = 0,3$  autour du centre de la région.

La figure 3.19 montre quelques représentations d'événements où une trace d'un muon cosmique a été reconstruite dans un événement de collision. La trace violette correspond à la trajectoire du muon cosmique reconstruite par la reconstruction régionale et les traces vertes sont les trajectoires des particules chargées issues de la collision.

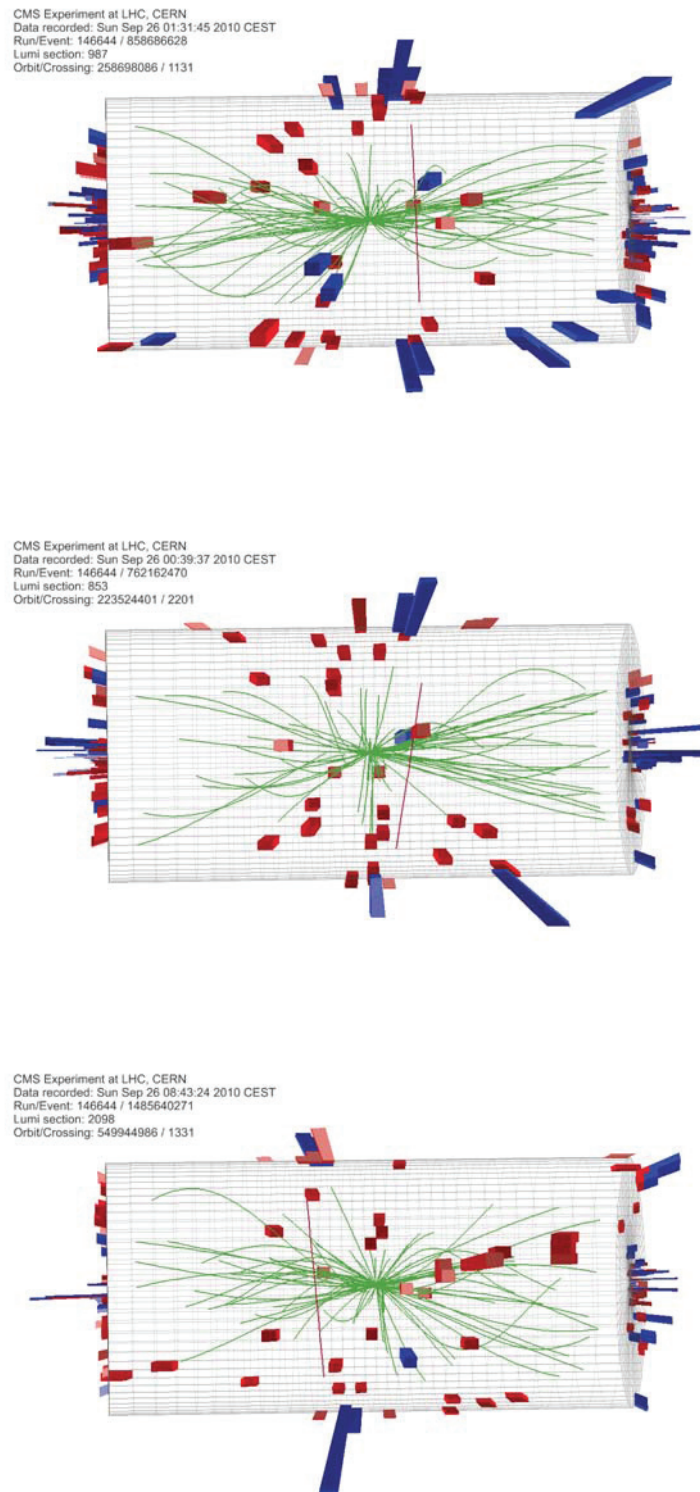


FIG. 3.19 – Traces de muons cosmiques (violet) reconstruites durant des événements de collisions du run 146644.

### 3.3 Intégration dans le menu HLT

Les événements issus des collisions dans CMS sont organisés en flux de données (*streams*) selon la ou les condition(s) de déclenchement qu'a satisfait l'événement. Certains flux sont dédiés à l'alignement et à la calibration (*Streams Alignment Calibration*), d'autres à la physique (*Muons Primary Dataset*, *Electron Primary Dataset*, ...) ou à la vérification de la qualité des données (*Streams Data Quality Management*). Un flux est également dédié à l'enregistrement des données cosmiques (*Stream A*, *Cosmic*). En effet, l'identification d'un événement contenant un muon cosmique est effectuée grâce au déclenchement du *RPC Technical Trigger*. Cependant, les performances de trigger de niveau 1 ne sont pas optimales et la méthode de génération des germes présentée dans la section 3.2.3 fut intégrée à la suite afin de purifier le flux cosmique.

#### 3.3.1 RPC Technical Bit 25

La condition de déclenchement dédié aux muons issus des rayons cosmiques intègre le *RPC Technical Trigger* ou *bit 25*[57], trigger technique de niveau 1 et des conditions sur les croisements de faisceaux. Ce trigger L1, décrit sur les figures 3.20 et 3.21, permet l'enregistrement des événements où des coups dans les modules RPC des chambres du haut et des coups dans ceux du bas correspondraient au passage d'un muon cosmique susceptible de traverser le trajectographe. Ainsi, en plus d'une corrélation en position entre les deux hémisphères, une corrélation en temps est demandée correspondant au temps de traversée d'un muon à travers le détecteur (de 5 à 25 *ms*).

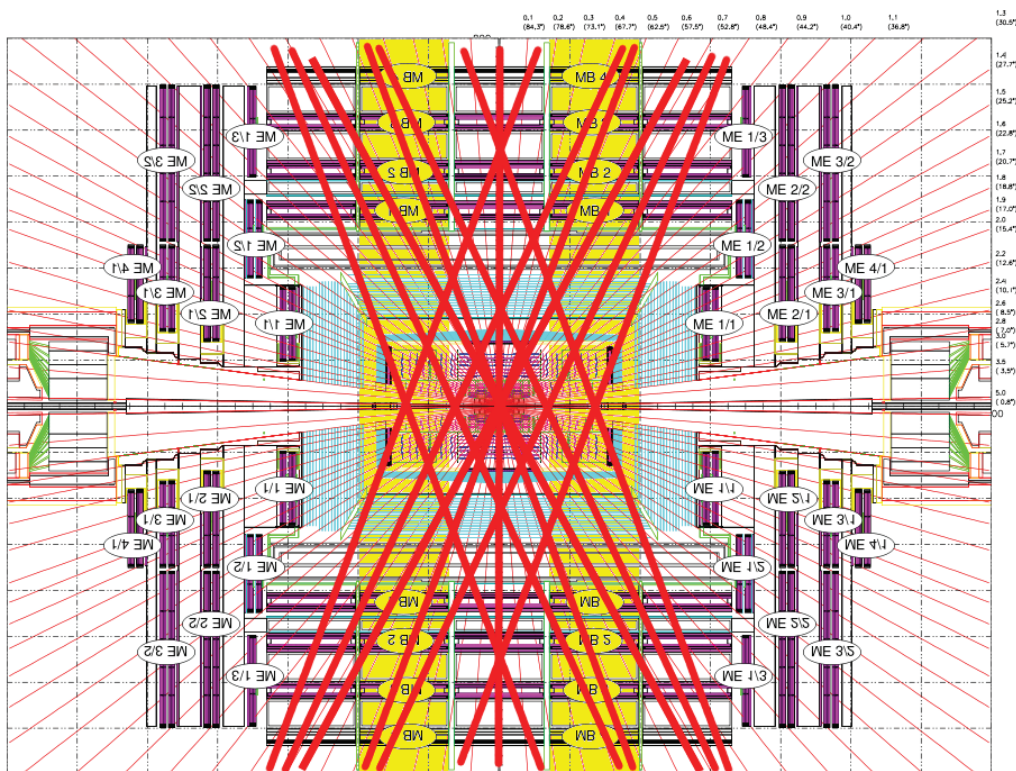


FIG. 3.20 – RPC Technical trigger : coïncidence dans le plan longitudinal. Les événements sont enregistrés si le muon cosmique à une trajectoire équivalente à un des segments rouges.

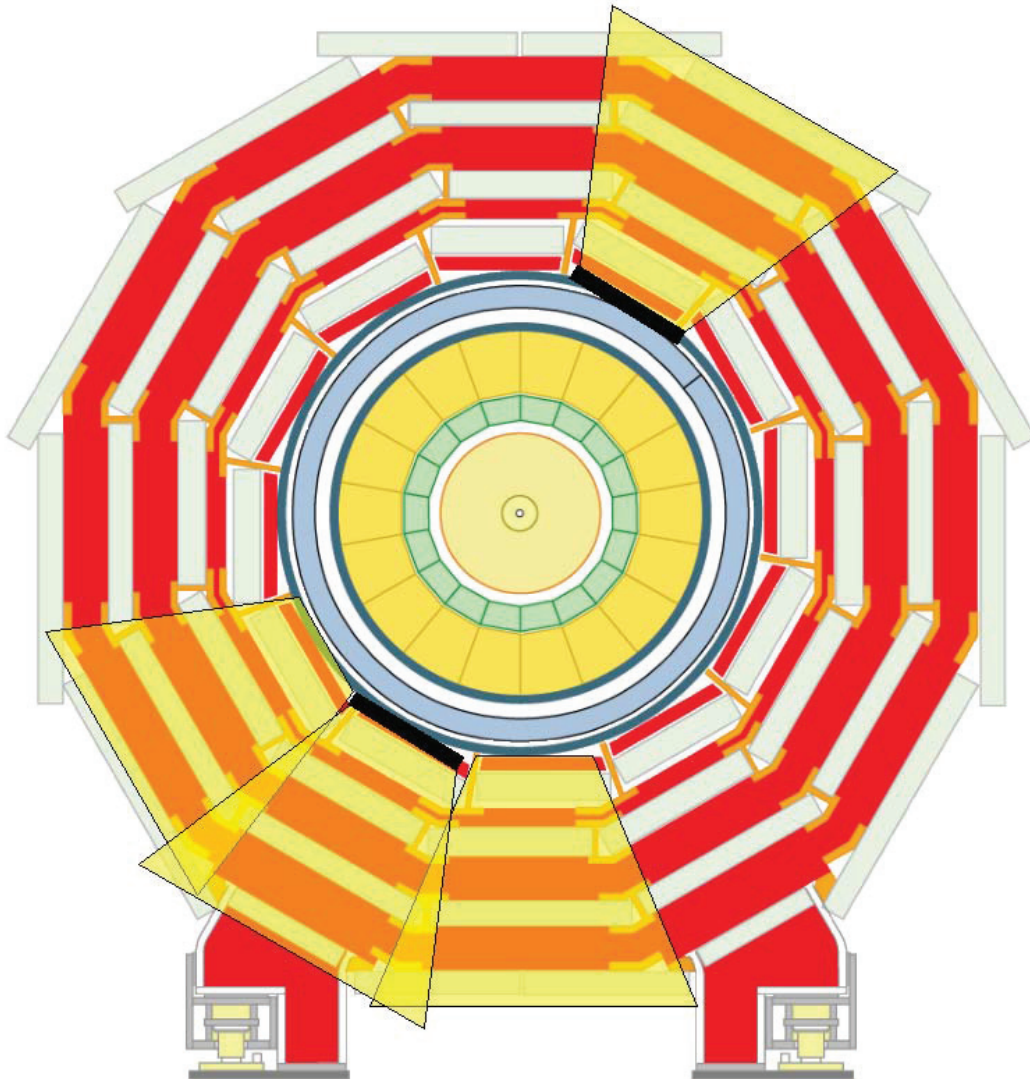


FIG. 3.21 – RPC Technical trigger : coïncidence dans le plan transversal. Les événements sont enregistrés si le muon cosmique passe par une des trois chambres du bas opposé à la chambre du haut. Un exemple est montré par les polygones jaunes.

### 3.3.2 Performances et problématique

Les performances de la condition de déclenchement au niveau HLT, appelée HLT\_TRACKERCOSMIC, ont été évaluées sur les données du flux cosmique du run 167898 enregistré le 28 juin 2011 avec une luminosité finale de  $7,56 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ . Ce run a été choisi pour sa durée (11 h 30 min) permettant d’obtenir une grande statistique de muons cosmiques. Sur ce run pourtant, le taux enregistré fut de 0,94 Hz soit une perte supérieure à un facteur 3 par rapport aux données enregistrées en 2010<sup>2</sup>. Le taux enregistré au niveau 1 est resté constant autour de 6 Hz. Cependant, les conditions d’enregistrement en fonction des croisements de faisceaux implémentées à la suite ont réduit le taux final. En effet, les conditions d’enregistrement contiennent un véto sur les événements qui ont déclenché lors du croisement correspondant à la collision ; or le temps entre deux croisements de faisceaux est passé de 150 à 50 ns entre 2010 et 2011 impliquant donc un temps de prise de données cosmiques moins important.

Le tableau 3.4 montre le nombre d’événements ayant satisfait les conditions de déclenchement du HLT\_TRACKERCOSMIC, le nombre d’événements contenant réellement une trace reconstruite dans le trajectographe par la reconstruction CTF et par la reconstruction régionale. Une trace de muon cosmique est définie comme une trace contenant au moins trois coups dans le haut du trajectographe et trois coups dans le bas.

Type d’événements	Nombre
HLT_TRACKERCOSMIC	38386
HLT_TRACKERCOSMIC et une trace CTF	3043
HLT_TRACKERCOSMIC et une trace régionale	2616

TAB. 3.4 – Nombre d’événements satisfaisant les conditions de déclenchement du HLT\_TRACKERCOSMIC seul, contenant une trace reconstruite par la reconstruction cosmique CTF et par la reconstruction régionale.

L’efficacité  $\epsilon$  du chemin, correspondant au nombre d’événements qui ont satisfait les conditions de déclenchement et contenant une trace de muon cosmique reconstruite par la reconstruction cosmique CTF ou régionale divisé par le nombre d’événements qui ont satisfait les conditions de déclenchement total, est très faible :  $\epsilon_{\text{CTF}} = 7,9 \%$  et  $\epsilon_{\text{régionale}} = 6,8 \%$ . Ces chiffres montrent donc qu’une grande partie des événements qui ont déclenché ne contiennent pas de trace traversant le trajectographe. Cela s’explique par une différence de calibration en temps entre le chemin de déclenchement dans les chambres à muons, permettant l’enregistrement de données cosmiques, et le trajectographe calibré pour la prise de données de collision. Une partie des événements contient une trace “raccourcie” et d’autres aucune trace marquant ainsi l’inefficacité pure du chemin de déclenchement (de l’ordre de 20 % à 30 % selon les runs).

Les conditions sur les croisements de faisceaux présentes dans le chemin de déclenchement seront modifiées afin de rétablir un taux correct de muons cosmiques reconstruits dans le trajectographe. Cependant, les calibrations en temps resteront les mêmes et donc le taux d’événements ne contenant pas de traces traversantes restera élevé. Il apparaît nécessaire de pouvoir purifier le lot de données cosmiques créé à partir d’événements ayant rempli les conditions du chemin. C’est dans ce but qu’a été implémenté la condition de déclenchement HLT\_REGIONALCOSMICTRACKING.

<sup>2</sup>Le taux du HLT\_TRACKERCOSMIC était de 3,47 Hz pour le run 146644 enregistré en septembre 2010

### 3.3.3 Intégration de la reconstruction régionale dans le HLT

#### Introduction

L'intégration de la reconstruction régionale dans le HLT a pour but de s'assurer de la présence d'une trace dans le trajectographe dans les événements enregistrés dans le lot de données cosmiques. Quatre étapes forment le chemin de déclenchement :

- les événements doivent remplir les mêmes conditions que pour le chemin `HLT_TRACKER-COSMIC`, à savoir : déclenchement du RPC Technical Trigger et conditions sur les croisements de faisceaux respectées ;
- ils doivent contenir un muon passant les critères du trigger du muon de niveau 1 appelé `L1_SINGLEMUOPEN` (muon isolé dans les chambres à muons sans contrainte sur l'impulsion transverse ou l'acceptance) ;
- la trajectoire dans les chambres de ce muon de niveau 1 peut être reconstruite formant un muon de niveau 2 ou `L2_SINGLEMUOPEN` sans contraindre cette trajectoire en direction du vertex d'interaction ;
- la reconstruction régionale utilise ces muons de niveau 2 comme base pour la création de la région.

#### Contraintes

Toute condition de déclenchement doit respecter un temps d'exécution par événement inférieur à 200 *ms*. Lors d'un premier test de la condition de déclenchement sur le lot de données cosmiques du run 146644 enregistré en septembre 2010, les temps d'exécution ont été calculés sur des machines équivalentes à celles utilisées pour les conditions de déclenchement "online". La figure 3.22 montre le résultat du temps d'exécution ; la limite des 200 *ms* est dépassé pour un grand nombre d'événements dont 12 dépassant la seconde.

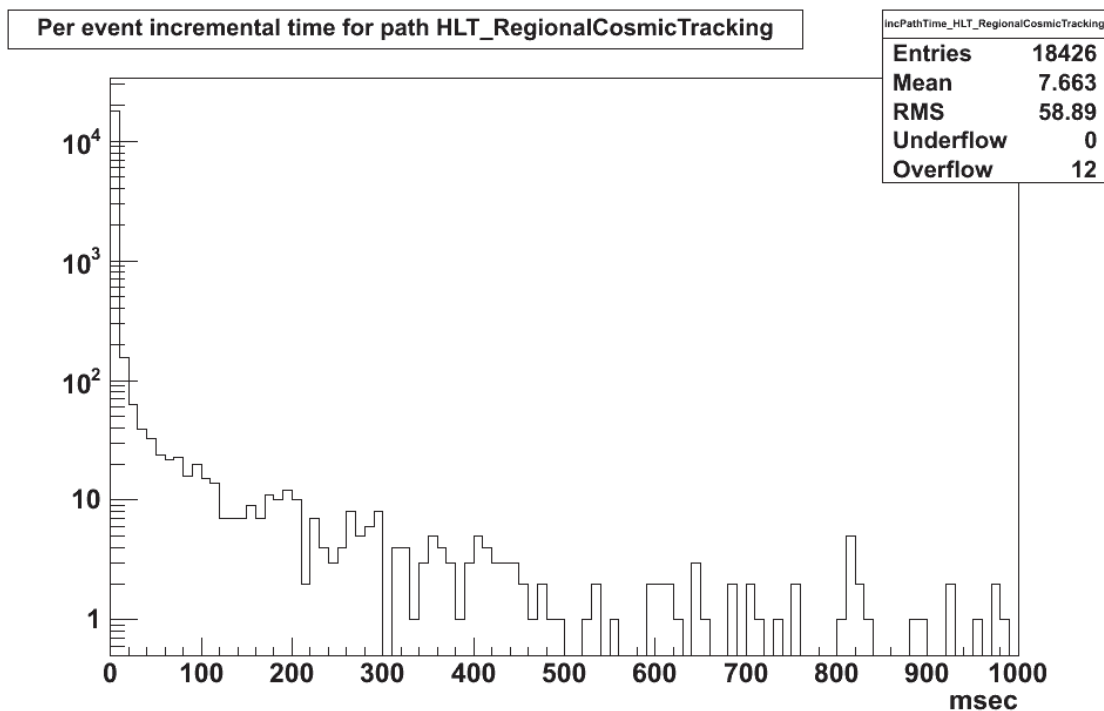


FIG. 3.22 – Temps d'exécution de la condition de déclenchement `HLT_REGIONALCOSMIC-TRACKING` en *ms*.



Pour comprendre pourquoi ce temps d'exécution est si long, la reconstruction a été divisée en trois parties : génération des germes, création des traces candidates et ajustement final de la trace. Les figures 3.23, 3.24 et 3.25 montrent les temps d'exécution par événement pour chacune de ces étapes. L'étape de création des traces candidates est l'étape qui génère ce temps excessivement long ; en effet, la recherche de coups et l'application des filtres à chaque itération sont des processus consommateurs en temps et en ressources.

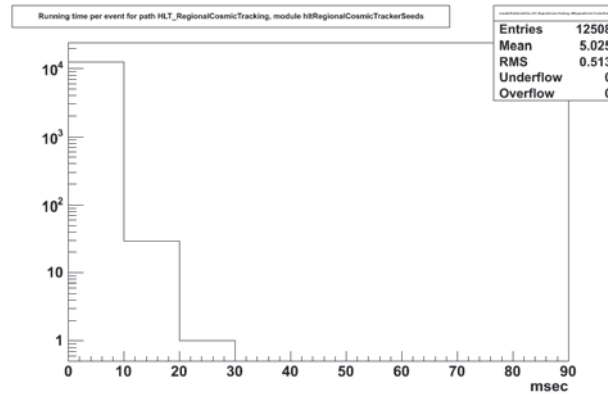


FIG. 3.23 – Temps d'exécution de l'étape de génération des germes en *ms*.

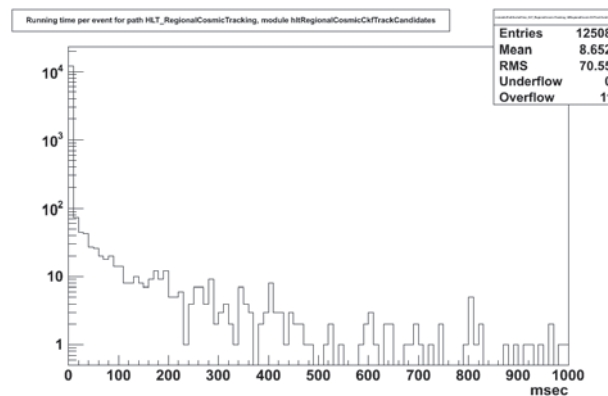


FIG. 3.24 – Temps d'exécution de création des traces candidates en *ms*.

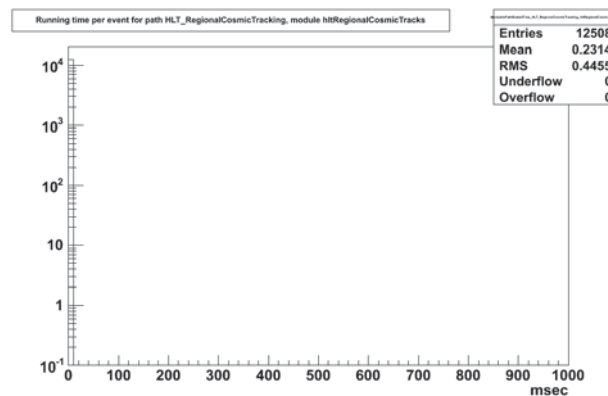


FIG. 3.25 – Temps d'exécution d'ajustement des traces en *ms*.

La deuxième contrainte imposée au HLT\_REGIONALCOSMICTRACKING est une efficacité proche de l'efficacité de la reconstruction régionale hors ligne. La figure 3.26 montre les distributions en nombre de traces,  $\eta$ ,  $p_T$  et en nombre de coups par trace pour les reconstructions régionales hors ligne et HLT et la reconstruction cosmique CTF.

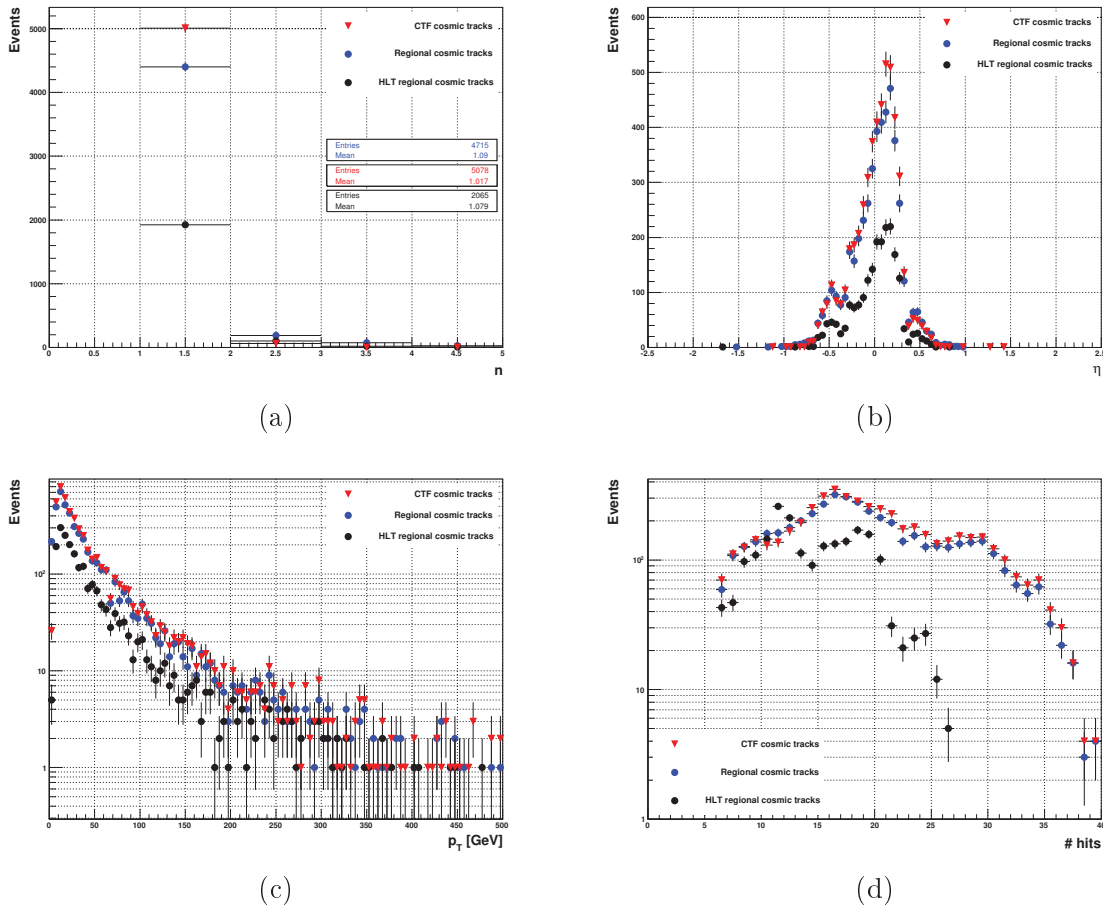


FIG. 3.26 – Distributions en nombre de traces (a),  $\eta$  (b),  $p_T$  (c) et en nombre de coups par trace (d) pour les reconstructions régionales hors ligne et HLT et la reconstruction cosmique CTF.

Le nombre de traces reconstruites au HLT est 57 % plus faible que le nombre de traces reconstruites dans ces mêmes événements par la reconstruction régionale hors ligne. Deux raisons principales expliquent cette perte d'efficacité :

- les trajectoires des muons reconstruits dans les chambres dans l'étape L2\_SINGLEMUTRACKING sont de moins bonne qualité que les trajectoires des muons reconstruits hors ligne. En effet, les outils utilisés dans cette étape, pour des raisons de temps d'exécution contraint, sont des outils beaucoup plus rapides mais donnant des résultats avec une précision plus faible. Les propagations impliquées dans la reconstruction régionale sont directement affectées. Les régions sont alors créées au mauvais endroit et des fausses traces voire aucune trace sont reconstruites ;
- la figure 3.26 (d) montre que les traces reconstruites au HLT possèdent moins de coups que les traces reconstruites hors ligne. Pour les mêmes raisons qu'évoquées précédemment, les objets utilisés au HLT lors de la phase de création de traces candidates donnent des résultats avec une précision inférieure par rapport aux outils

utilisés pour la reconstruction hors ligne. Les traces candidates alors créées sont déviées par rapport à la trajectoire réelle et rencontrent finalement une zone où il n'y a plus de coups.

Le temps d'exécution trop important et un nombre final de traces trop faible imposent l'élimination des étapes de reconstruction des traces (traces candidates et ajustement final) dans la reconstruction régionale au HLT. Seule l'étape de création des germes est conservée : si au minimum une germe est créée, l'événement est conservé et enregistré dans le lot de données cosmiques.

## Performances

La figure 3.27 montre le temps d'exécution pour la condition de déclenchement avec et sans la phase de reconstruction de la trace testé sur le run 165560 sur des machines adaptées. La contrainte de temps est respectée avec des durées d'exécution bien inférieures à 200 *ms*.

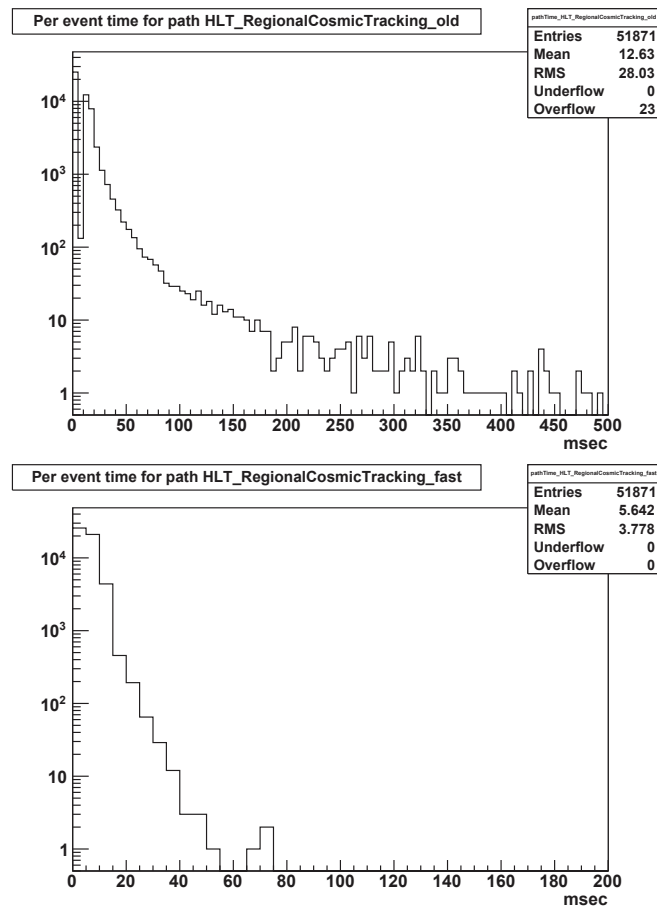


FIG. 3.27 – Temps d'exécution de la condition de déclenchement `HLT_REGIONALCOSMICTRACKING` en *ms* avec la phase de reconstruction de traces (haut) et sans (bas).

L'étude des performances de la condition de déclenchement `HLT_REGIONALCOSMICTRACKING` a été effectuée sur le run 167898 enregistré en juin 2011. Le tableau 3.5 montre les nombres d'événements qui remplissent les conditions de déclenchement `HLT_REGIONALCOSMICTRACKING` seul, le nombre d'événements contenant réellement une trace reconstruite dans le trajectographe par la reconstruction CTF et par la reconstruction régionale.

Type d'événements	Nombre
HLT_REGIONALCOSMICTRACKING	5939
HLT_REGIONALCOSMICTRACKING et une trace CTF	2548
HLT_REGIONALCOSMICTRACKING et une trace régionale	2257

TAB. 3.5 – Nombre d'événements satisfaisant la condition de déclenchement HLT\_REGIONALCOSMICTRACKING seul, contenant une trace reconstruite par la reconstruction cosmique CTF et par la reconstruction régionale.

La pureté de la condition de déclenchement HLT\_REGIONALCOSMICTRACKING, correspondant au nombre d'événements satisfaisant les conditions de déclenchement et contenant une bonne trace cosmique divisé par le nombre d'événements satisfaisant les conditions de déclenchement total, est de 42 % soit une augmentation de 35 % en comparaison de HLT\_TRACKERCOSMIC.

Les contraintes de temps et d'efficacité respectées, la condition de déclenchement HLT\_REGIONALCOSMICTRACKING a été approuvée et intégrée au menu HLT utilisé sur les données.

### 3.4 Modifications et performances de la reconstruction régionale en 2011

En parallèle du développement de la condition de déclenchement, quelques améliorations ont été apportées à la reconstruction régionale :

- ajout de la couche 2 du TOB dans l'étape de création des germes permettant un plus grand nombre de combinaisons possibles ;
- utilisation de triplets plutôt que des doublets afin d'obtenir des germes de traces plus précises et garantir un bon départ pour la création des traces candidates ;
- modification des phases de création des traces candidates et d'ajustement final pour celles utilisées exactement dans la reconstruction cosmique CTF.

La figure 3.28 montre l'amélioration de la qualité des traces grâce à ces modifications à travers le nombre de coups composant chaque trace. Les traces régionales contiennent un plus grand nombre de coups et correspondent mieux aux traces reconstruites par la reconstruction cosmique CTF (facteur de corrélation très proche de 1).

En comparant les nombres de traces cosmiques reconstruites par les reconstructions CTF et régionales (tableaux 3.4 et 3.5), on peut se rendre compte que la reconstruction CTF est encore légèrement plus efficace d'environ 11 %. Cependant, ce chiffre est plus faible qu'en 2010 (22 %) et il continuera à diminuer parallèlement à l'augmentation de la luminosité. De plus, environ 10 % des événements contenant une trace cosmique ont pu être reconstruits par la reconstruction régionale sans que la reconstruction CTF ne puisse les retrouver. La figure 3.29 montre que ce cas se produit dans des événements où l'occupation dans le trajectographe est importante. Cette topologie sera la topologie la plus courante attendue en fin d'année.

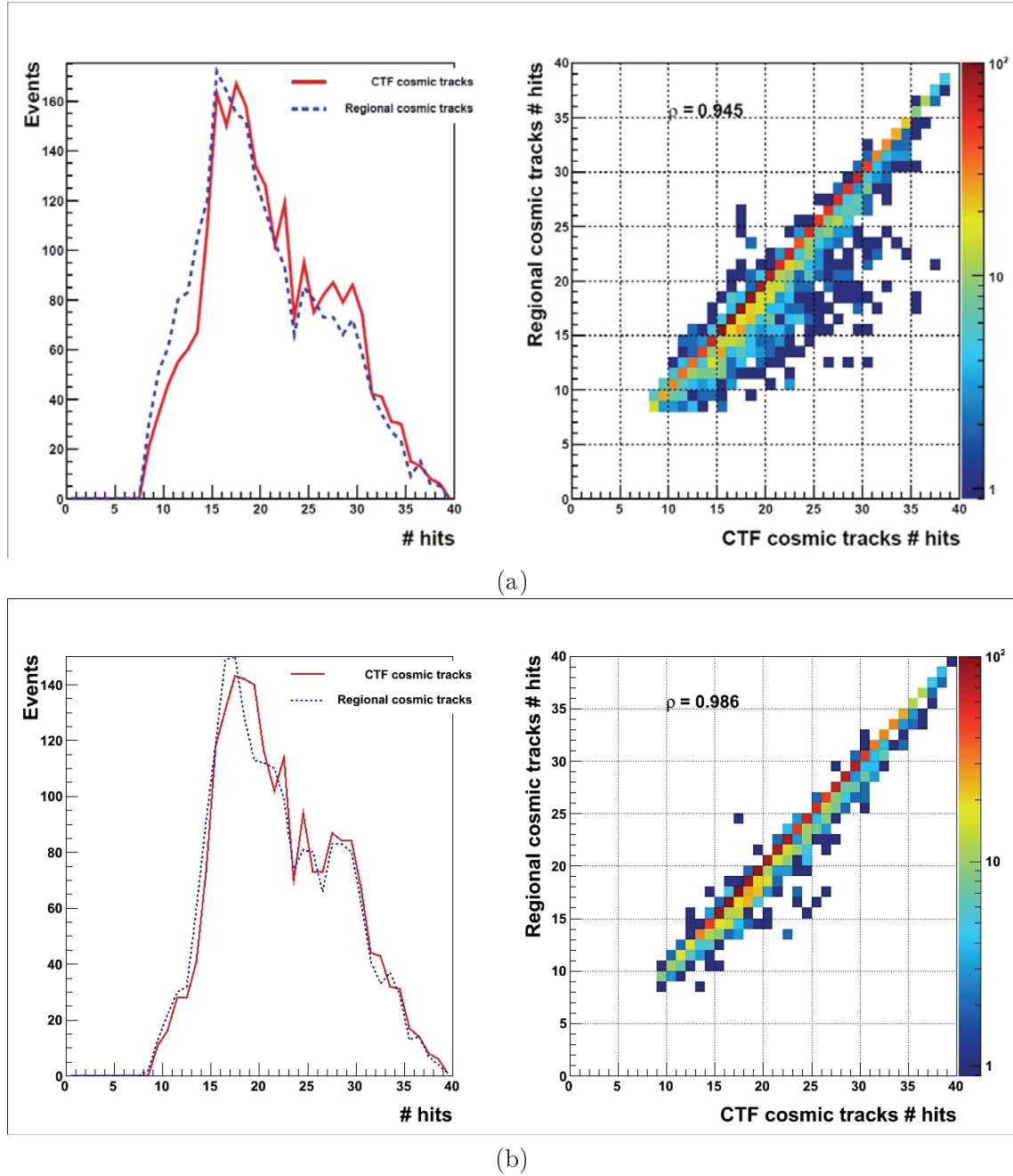
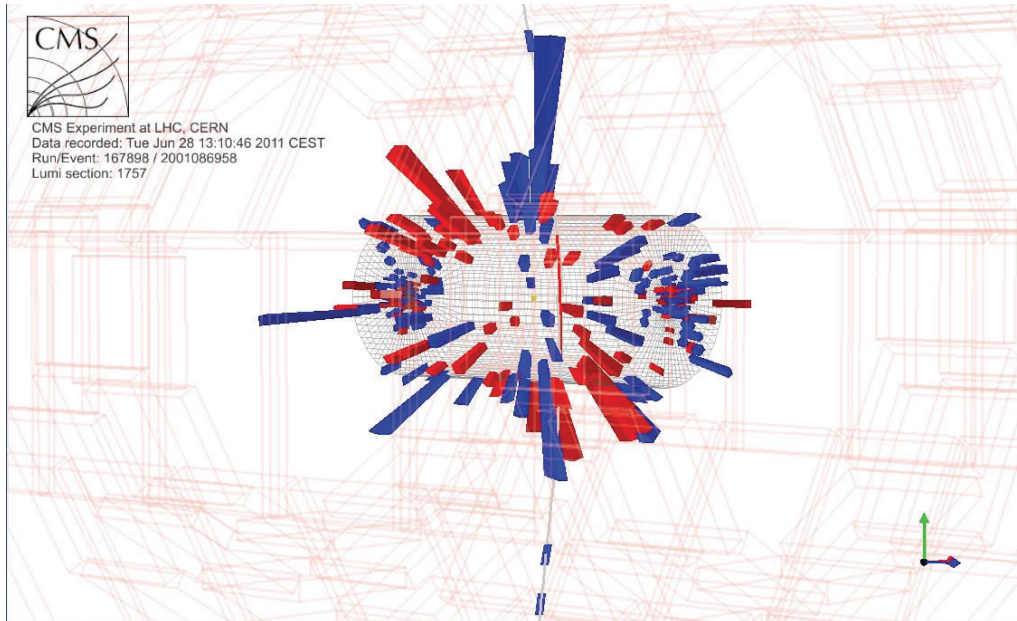
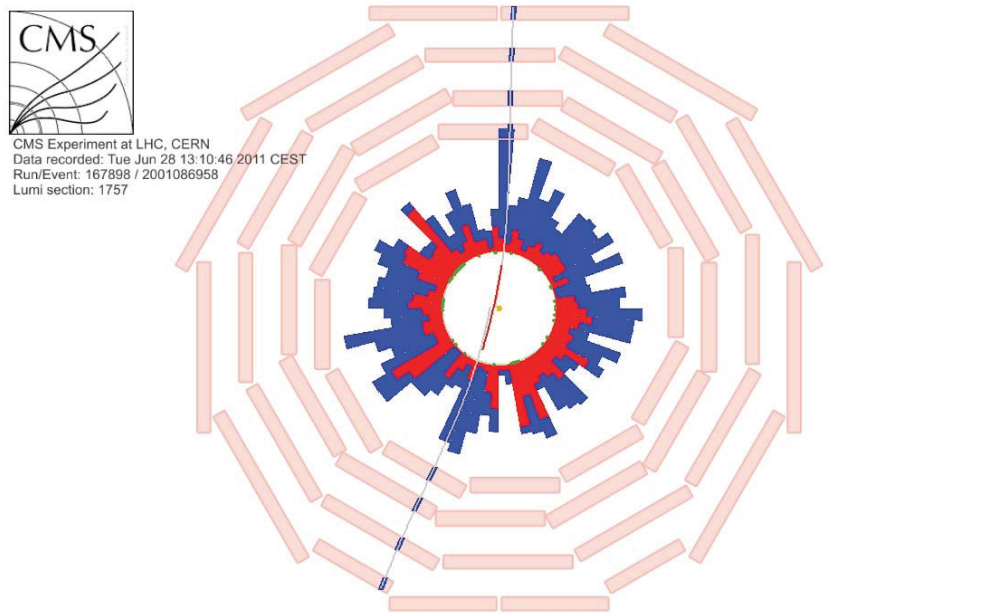


FIG. 3.28 – Distributions du nombre de coups formant les traces reconstruites par les reconstructions régionale et CTF avant (a) et après (b) les modifications apportées en 2011.



(a)



(b)

FIG. 3.29 – Visualisation d'un événement en 3 dimensions (a) et dans le plan transversal (b) dans lequel une trace cosmique a été reconstruite par la reconstruction régionale et non retrouvée par la reconstruction cosmique CTF (run 167898).

### 3.5 Conclusion

La reconstruction régionale a été implémentée dans le software CMS à partir des versions 3. Elle est exécutée à la fois sur le flux de collisions et sur le flux cosmique. La bonne efficacité (68.6 %) et le taux de fausses traces négligeable sont des preuves de la bonne performance de la reconstruction. Cette partie est l'objet d'une note interne référencée en [58].

De plus, l'étape de génération de germes de la reconstruction régionale a été implémentée dans le menu HLT (`HLT_REGIONALCOSMICTRACKING`) afin de purifier le flux cosmique tout en gardant un taux de traces de muons cosmiques équivalent. L'analyse sur les données enregistrées en 2011 montrent un bon comportement au niveau du temps d'exécution inférieur à 200 *ms* et sur l'effet de purification attendu, gain de 35 % en comparaison de la condition `HLT_TRACKERCOSMIC`.

Le groupe de l'alignement commence à utiliser les traces fournies par la reconstruction régionale dans leurs algorithmes d'alignement. Enfin, la forte augmentation de la luminosité prévue pour la fin de l'année 2011 rendra la reconstruction régionale plus efficace que la reconstruction cosmique CTF.

# Chapitre 4

## Recherche de gluinos dans l'expérience CMS

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction et motivations</b>	<b>102</b>
<b>4.2</b>	<b>Le signal supersymétrique : le scénario du stop léger</b>	<b>103</b>
4.2.1	Sections efficaces de production des gluinos	103
4.2.2	Désintégration du stop	110
4.2.3	Traitement du signal	111
<b>4.3</b>	<b>Recherche de gluinos au LHC</b>	<b>117</b>
4.3.1	Choix préliminaires	117
	L'état final, choix du canal d'analyse	117
	Echantillons simulés utilisés	117
	Echantillons de données utilisés	119
4.3.2	Contrôle des fonds du Modèle Standard	120
	Sélection d'événements $Z^0 \rightarrow \mu\mu$	123
	Sélection d'événements $W^\pm \rightarrow l^\pm \nu_l$	125
	Sélection d'événements $t\bar{t}$ avec un état final 3 jets + $\cancel{E}_T$ + 1 muon - Présélection du signal	129
4.3.3	Optimisation finale	132
	Méthode statistique	132
	Incertitudes systématiques	133
	Détermination des masses limites	137
	Contours	140
<b>4.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>146</b>

---



## 4.1 Introduction et motivations

Ce chapitre est consacré à la recherche d'un signal supersymétrique au LHC à l'aide du détecteur CMS, dispositif expérimental décrit dans le chapitre 2. Le modèle théorique recherché est le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (*MSSM*) [14] avec R-parité conservée. Cette théorie a été exposée dans le chapitre 1, section 1.4. Les particules supersymétriques sont donc toujours produites par paire en collisionneur par deux voies différentes :

- les partons issus des deux protons interagissent par interaction faible pour créer des charginos, neutralinos ou sleptons ;
- les partons interagissent par interaction forte et engendrent des squarks et gluinos.

Au LHC, la section efficace de production des squarks et gluinos est, à masses égales, très supérieure à la section efficace de production des autres particules supersymétriques comme le montre la figure 4.1. Il est donc plus intéressant de rechercher des signatures supersymétriques par la recherche de squarks et/ou de gluinos.

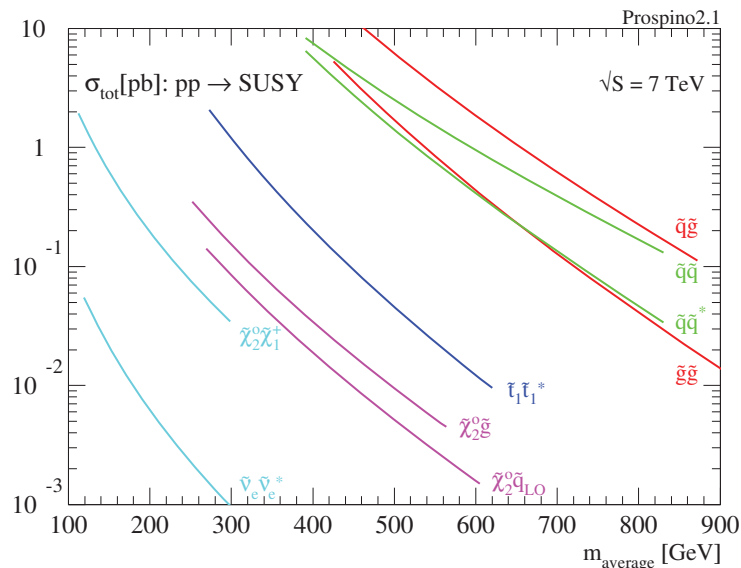


FIG. 4.1 – Sections efficaces de production de particules supersymétriques au LHC [59].

Dans l'analyse présentée dans ce chapitre, le choix s'est porté sur la recherche de gluinos, produits par paire, se désintégrant en stop-top puis le stop se désintégrant en un quark  $c$  et un neutralino :

$$\left. \begin{array}{l} \text{quark+quark} \\ \text{fusion de gluons} \end{array} \right\} \begin{array}{l} qq \\ gg \end{array} \rightarrow \tilde{g} + \tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t + \tilde{t}_1 \bar{t} \rightarrow t\bar{t} + 2c + 2\tilde{\chi}_1^0 \quad (4.1)$$

Le détail sur le calcul des sections efficaces de production de paire de gluinos et la génération du signal supersymétrique est présenté dans la première partie (section 4.2).

Le neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$ , particule la plus légère du modèle étudié dans le cadre de cette thèse, est stable et échappe à la détection. Les événements impliquant des neutralinos sont donc caractérisés par une grande énergie transverse manquante dans le détecteur. L'état final en objets physiques reconstruits par le détecteur est donc :

- une paire  $t\bar{t}$  où les désintégrations de chaque top vont décider du choix du canal d'analyse ;
- deux jets issus de l'hadronisation des deux quarks  $c$  ;
- une grande énergie transverse manquante.

Le détail de l'état final et le choix du canal d'analyse est présenté dans la section 4.3.1.

Cette signature, très rare dans les processus du Modèle Standard, est donc très discriminante et facilite la recherche de gluinos dans cette topologie. Avec l'aide de sélections particulières (sections 4.3.2, 4.3.3) par l'intermédiaire de coupures sur le nombre de jets dans l'événement, l'énergie transverse manquante et la somme scalaire de l'énergie, on s'assure de bénéficier des sections efficaces de production de gluinos élevées et d'une bonne discrimination du signal par rapport au bruit de fond du Modèle Standard.

Le but de cette étude est de découvrir un signal supersymétrique ou de repousser les limites en masse des gluinos, stops et neutralinos dans le scénario étudié. Le lot de données utilisé correspond aux données enregistrés sur l'année 2010, soit une luminosité intégrée de  $39,8 \text{ pb}^{-1}$ . La dernière partie de ce chapitre (section 4.3.3) expose le calcul de ces limites en utilisant ce lot de données.

## 4.2 Le signal supersymétrique : le scénario du stop léger

Cette première partie détaille les calculs des sections efficaces théoriques de production de paire de gluinos au LHC et les incertitudes théoriques associées. Puis, les détails de la chaîne de simulation du signal sont présentés.

### 4.2.1 Sections efficaces de production des gluinos

Il existe 2 processus de production de paires de gluinos au LHC :

$$\left. \begin{array}{l} \text{quark+quark} \\ \text{fusion de gluons} \end{array} \right\} \begin{array}{l} qq \\ gg \end{array} \rightarrow \tilde{g} + \tilde{g} \quad (4.2)$$

La figure 4.2 montre les diagrammes de Feynmann à l'arbre (LO pour *Leading order*) correspondant à ces deux processus. Au LHC, contrairement au Tevatron, ce sont les processus de fusion de gluons qui sont majoritaires dans la production de gluinos [60].

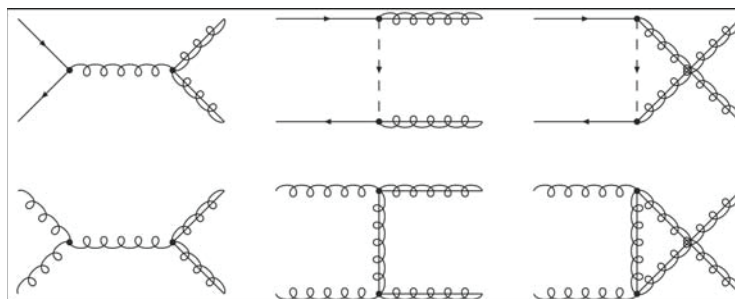


FIG. 4.2 – Diagrammes de Feynmann à l'arbre de production de paire de gluinos par les processus  $qq$  en haut et fusion de gluons  $gg$  en bas. Les diagrammes du bas sont les processus majoritaires au LHC.

La section efficace de production de paire de gluinos au LHC ne dépend que de la masse du gluino. Cependant, à l'ordre suivant (NLO pour *Next to Leading Order*), certains diagrammes dans la voie  $t$  font intervenir les squarks de première et seconde génération et le sbottom et engendrent une interférence destructrice. Selon leurs masses, la section efficace de production des gluinos peut être augmentée ou diminuée. Ainsi, comme le montre la figure 4.3, plus la masse des squarks est élevée, plus la section efficace de production sera grande, les diagrammes dans la voie  $t$  étant de plus en plus minoritaires. Dans l'analyse présentée dans ce chapitre, la masse des squarks a été fixée à de très grandes valeurs ( $m_{\tilde{q}} = 5 \text{ TeV}/c^2$ ), assurant une section efficace de production des gluinos maximale et stable dans cette région.

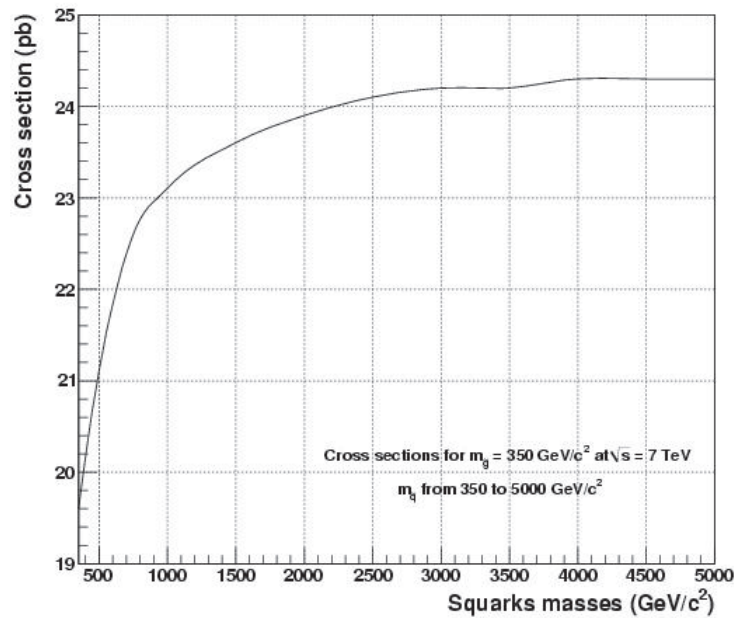


FIG. 4.3 – Section efficace de production du gluino en fonction de la masse des squarks de première et deuxième génération pour une  $m_{\tilde{g}} = 350 \text{ GeV}/c^2$ .

Les sections efficaces de production de gluinos ont été calculées au NLO à l'aide du programme PROSPINO [59]. La masse des squarks utilisée dans ce calcul est une moyenne des masses de squarks de première et deuxième génération et des sbottoms.

Les fonctions de densité partoniques (PDF) utilisées sont les PDF LO CTEQ6L et NLO CTEQ6.6M [61]. L'incertitude sur la section efficace de production de paires de gluinos dues aux PDF est obtenue par l'utilisation des 44 lots de PDF CTEQ6.6M.xx. Ces fonctions correspondent à 22 vecteurs propres non corrélés ( $xx = 01/02$  correspond aux incertitudes haute et basse du premier vecteur propre) de la matrice de corrélation des incertitudes. L'incertitude relative sur la section efficace due aux PDF est obtenue en effectuant la somme quadratique des différences entre les sections efficaces obtenues avec les CTEQ6.6M

et les 44 lots de PDF CTEQ6.6M.xx :

$$\delta\sigma_{PDF}^{up} = \frac{\sqrt{\sum_{xx=01}^{xx=43,xx+2} |\sigma(\text{CTEQ6.6M.xx}) - \sigma(\text{CTEQ6.6M})|^2}}{\sigma(\text{CTEQ6.6M})}, \quad (4.3)$$

$$\delta\sigma_{PDF}^{down} = -\frac{\sqrt{\sum_{xx=02}^{xx=44,xx+2} |\sigma(\text{CTEQ6.6M.xx}) - \sigma(\text{CTEQ6.6M})|^2}}{\sigma(\text{CTEQ6.6M})}$$

La figure 4.4 montre les incertitudes sur les PDF de quarks et gluons CTEQ6.6M.xx en fonction de  $x$ . A très grand  $x$ , les densités de gluons sont très peu connues, le process  $gg \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  étant le processus majoritaire, ce sont les vecteurs propres correspondant à ces grandes incertitudes qui sont propagées sur les sections efficaces théoriques.

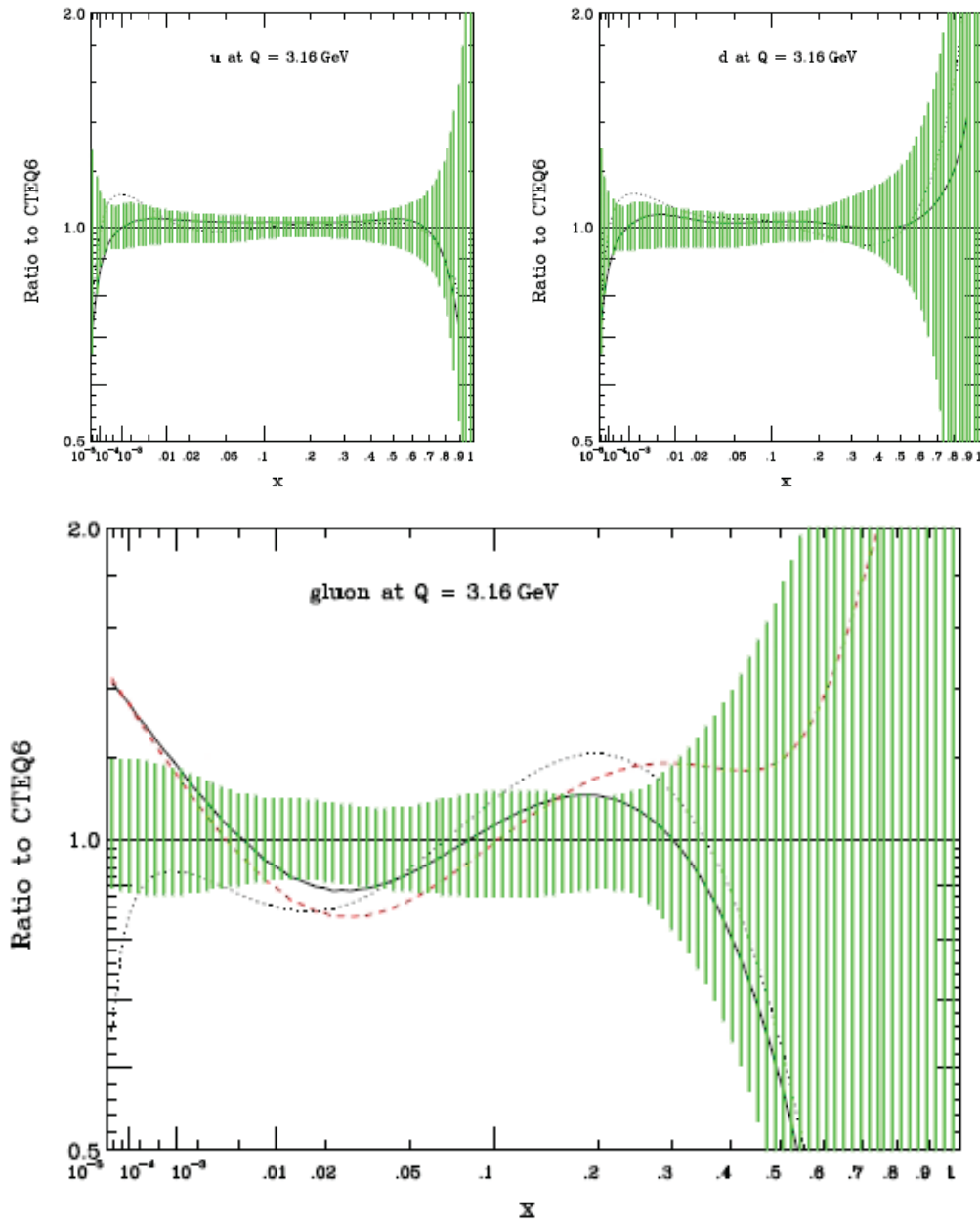


FIG. 4.4 – Incertitudes sur les PDF des quarks et gluons CTEQ6.6M.xx [61].

Le calcul des sections efficaces de production dépend également de deux échelles :

- l'échelle de factorisation  $\mu_f$ , introduite par le théorème de factorisation des fonctions de structure pour séparer les interactions QCD à petites et grandes distances ;
- l'échelle de renormalisation  $\mu_r$ , permettant d'éviter les divergences ultraviolettes du calcul perturbatif de la section efficace.

Dans la grande majorité des générateurs Monte Carlo, ces deux échelles sont choisies égales. Finalement, l'échelle de factorisation et de renormalisation  $Q$  utilisée dans le calcul des sections efficaces de production de paires de gluinos est :  $Q = m_{\tilde{g}}$ . Cependant, ces sections efficaces montrent une dépendance vis à vis de  $Q$  ; par conséquent, elles sont calculées pour trois valeurs de l'échelle de renormalisation et de factorisation  $\mu_{rf} = Q$ ,  $\mu_{rf} = Q/2$  et  $\mu_{rf} = 2 \times Q$  afin d'introduire une incertitude théorique due au choix de  $\mu_{rf}$  :

$$\begin{aligned}\delta\sigma_{\mu_{rf}}^{up} &= \frac{\sigma(\mu_{rf}=Q/2) - \sigma(\mu_{rf}=Q)}{\sigma(\mu_{rf}=Q)}, \\ \delta\sigma_{\mu_{rf}}^{up} &= \frac{\sigma(\mu_{rf}=2 \times Q) - \sigma(\mu_{rf}=Q)}{\sigma(\mu_{rf}=Q)}.\end{aligned}\tag{4.4}$$

L'incertitude théorique totale sur les sections efficaces de production de paires de gluinos est obtenue en combinant quadratiquement les incertitudes dues au PDF et au choix de  $\mu_{rf}$  :

$$\begin{aligned}\delta\sigma_{tot}^{up} &= \sqrt{(\delta\sigma_{PDF}^{up})^2 + (\delta\sigma_{\mu_{rf}}^{up})^2}, \\ \delta\sigma_{tot}^{down} &= \sqrt{(\delta\sigma_{PDF}^{down})^2 + (\delta\sigma_{\mu_{rf}}^{down})^2}.\end{aligned}\tag{4.5}$$

La figure 4.5 montre la section efficace en fonction de la masse du gluino issue d'interpolations linéaires entre chaque masse représentée sur les figures 4.6 et 4.7. Ces dernières montrent la section efficace totale de production au LHC pour 11 masses de gluino allant de  $275 \text{ GeV}/c^2$  jusqu'à  $500 \text{ GeV}/c^2$ . Les incertitudes dues aux PDF sont représentées par les bandes jaunes et l'incertitude, correspondant à la somme quadratique des incertitudes due au choix de  $\mu_{rf}$  et aux PDF, par les bandes vertes. Cette incertitude varie de 15 % à 20 % lorsque la masse du gluino diminue. Dans la suite et afin de prendre en compte les incertitudes due au PDF et au choix de  $\mu_{rf}$ , la section efficace minimale ( $\sigma_{min}$ ), indiquée par la borne inférieure de l'aire jaune de la figure 4.5, sera utilisée pour le signal.

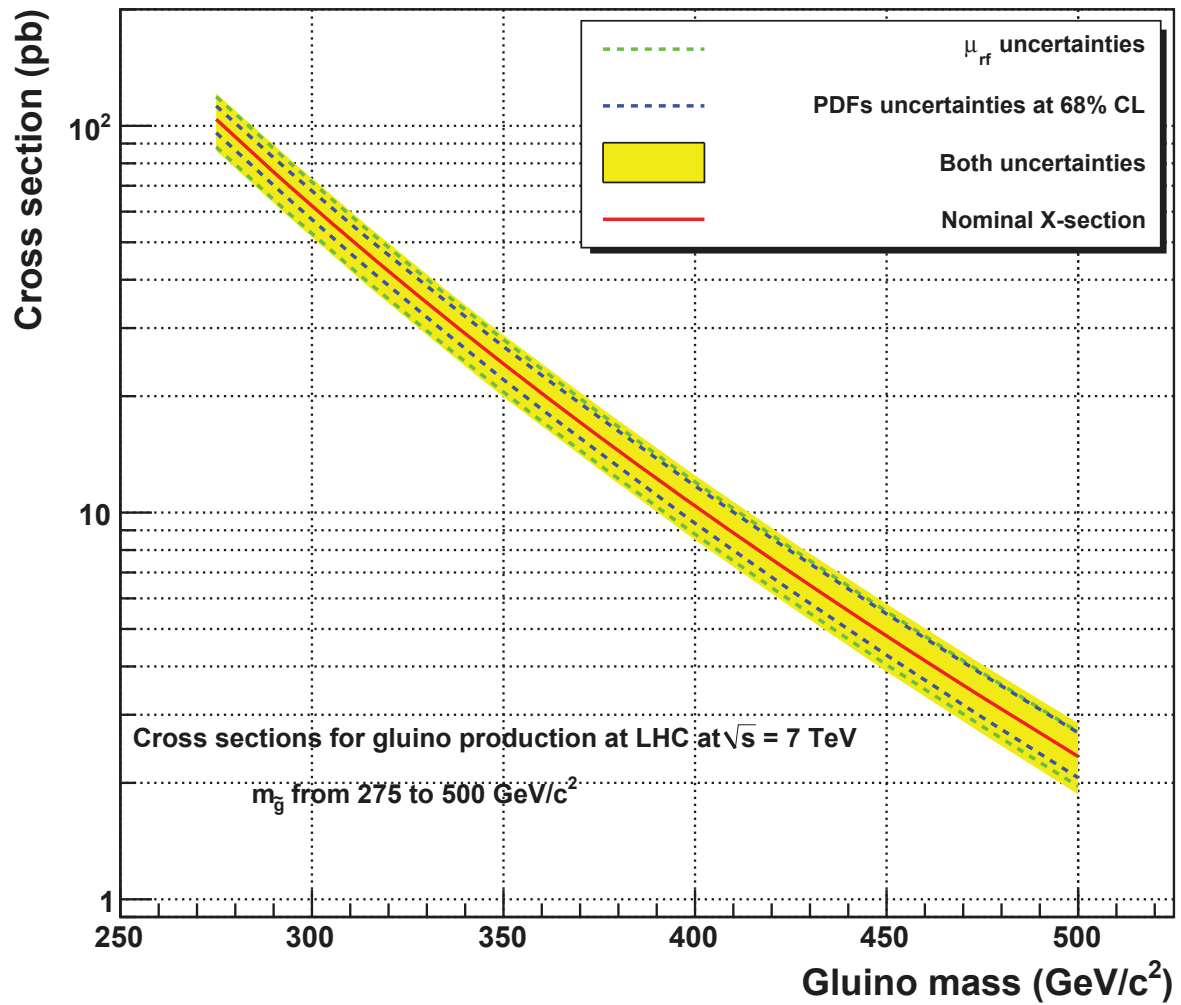


FIG. 4.5 – Section efficace de production de paires de gluinos en fonction de la masse du gluino. Les lignes rouges centrales correspondent à la section efficace nominale  $\sigma_{nom}$ . Les lignes vertes pointillées montrent l'incertitude due au choix de  $\mu_{rf}$  et les bleues pointillées celle des PDF.

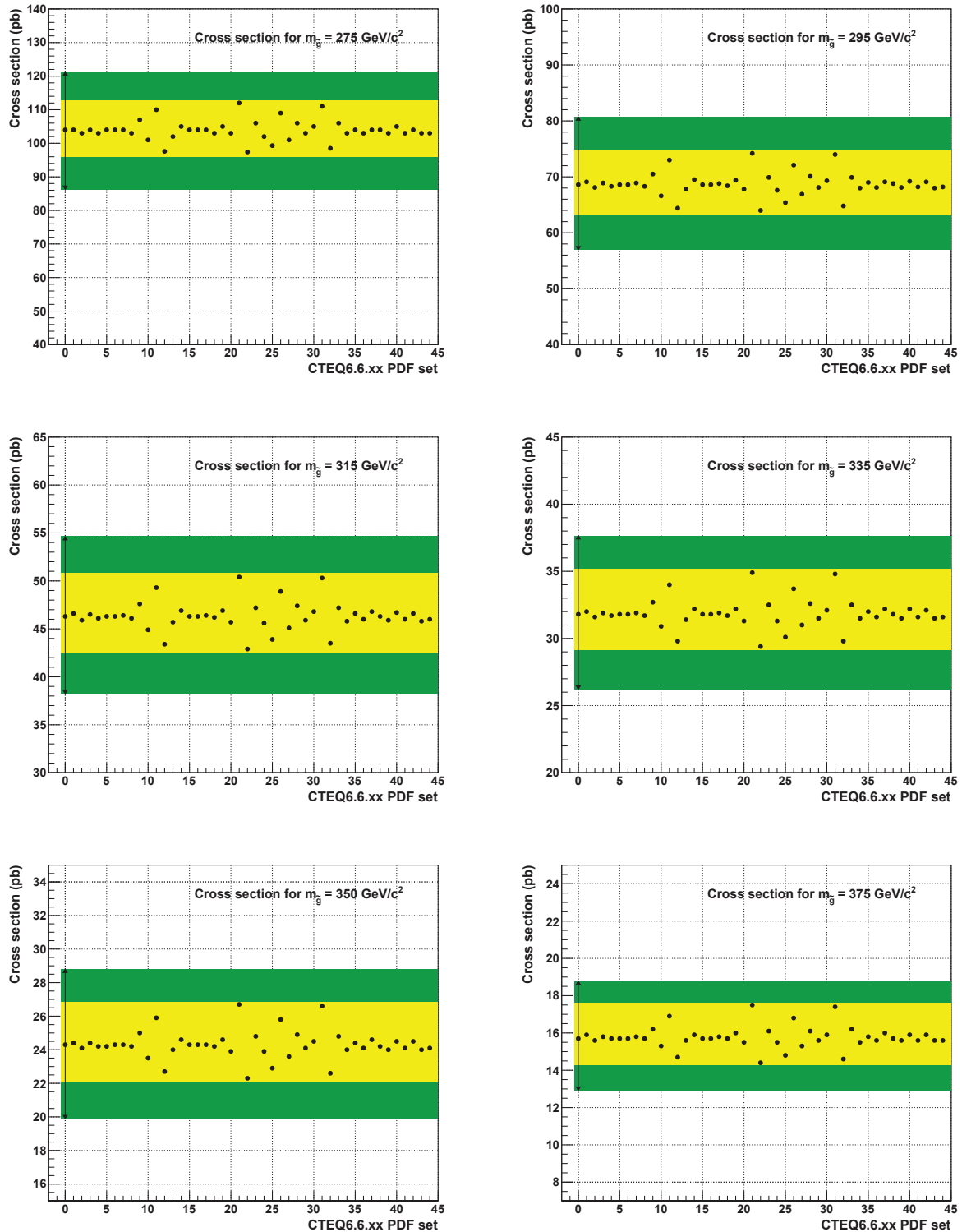


FIG. 4.6 – Sections efficaces totales NLO de production de paires de gluinos calculées avec les 44 PDF CTEQ6.6M pour 6 des 11 masses de gluinos étudiées dans cette thèse. Les bandes jaunes montrent les incertitudes dues aux PDF. Les bandes vertes correspondent aux incertitudes dues au choix de  $\mu_{rf}$  combinées quadratiquement à celles dues aux PDF.

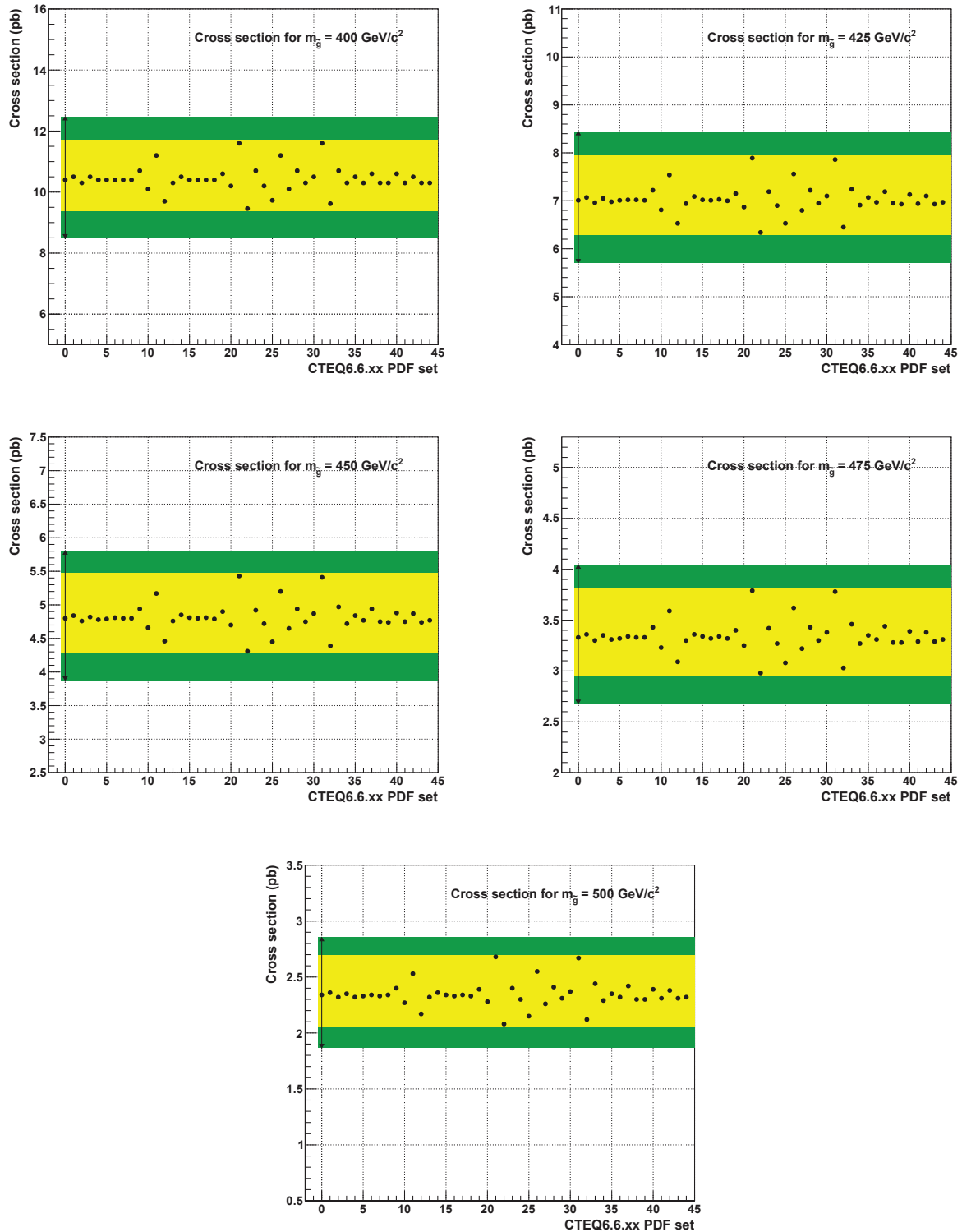


FIG. 4.7 – Sections efficaces totales NLO de production de paires de gluinos calculées avec les 44 PDF CTEQ6.6M pour 5 des 11 masses de gluinos étudiées dans cette thèse. Les bandes jaunes montrent les incertitudes dues aux PDF. Les bandes vertes correspondent aux incertitudes dues au choix de  $\mu_{rf}$  combinées quadratiquement à celles dues aux PDF.



### 4.2.2 Désintégration du stop

Dans le cas d'un fort mélange dans la troisième génération de squarks, le stop peut être plus léger que son partenaire du Modèle Standard, le quark top  $t$ . Plusieurs désintégrations sont possibles selon le domaine dans l'espace des phases considéré [62, 63]. Dans le cadre du scénario étudié dans cette thèse [64], trois désintégrations sont possibles :

$$\begin{aligned}\tilde{t}_1 &\rightarrow c\tilde{\chi}_1^0 \\ \tilde{t}_1 &\rightarrow b\tilde{\nu} \\ \tilde{t}_1 &\rightarrow b\tilde{\chi}_1^0 f\bar{f}'\end{aligned}\quad (4.6)$$

Dans l'analyse présentée dans ce chapitre, le gluino est plus lourd que le stop, empêchant ainsi la désintégration  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{g}$ , et seule la désintégration avec un quark  $c$  et le neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  a été étudiée pour son rapport d'embranchement élevé et un état final, en combinaison avec une paire  $t\bar{t}$  issue des gluinos, propre.

Trois types de diagrammes sont possibles pour la désintégration  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  : énergie propre du stop (figure 4.8a), énergie propre du quark (figure 4.8b) et le vertex effectif (figure 4.8c).

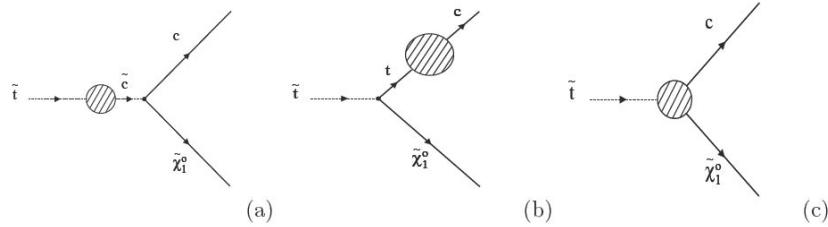


FIG. 4.8 – Désintégration du stop en  $c\tilde{\chi}_1^0$  : énergie propre du stop (a) , énergie propre du quark (b), vertex effectif (c)

La désintégration  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$  passe par la composante en scharm gauche ( $\tilde{c}_L$ ) de l'état  $\tilde{t}_1$ . Le paramètre  $\epsilon$  est introduit pour décrire cette partie :

$$\epsilon = \frac{\Delta_L \cos \theta_{\tilde{t}} - \Delta_R \sin \theta_{\tilde{t}}}{m_{\tilde{c}_L}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2} \quad (4.7)$$

où  $\Delta_L$  et  $\Delta_R$  dépendent des éléments de la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa  $V_{tb}$  et  $V_{cb}$  :

$$\begin{cases} \Delta_L = \frac{\alpha}{4\pi s_W^2} \log\left(\frac{\Lambda_{GUT}^2}{M_W^2}\right) \frac{V_{tb}^* V_{cb} m_b^2}{2M_W^2 \cos^2 \beta} (m_{\tilde{c}_L}^2 + m_{\tilde{b}_R}^2 + m_{H_1}^2 + A_b^2) \\ \Delta_R = \frac{\alpha}{4\pi s_W^2} \log\left(\frac{\Lambda_{GUT}^2}{M_W^2}\right) \frac{V_{tb}^* V_{cb} m_b^2}{2M_W^2 \cos^2 \beta} m_t A_b \end{cases} \quad (4.8)$$

La largeur de désintégration  $\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0)$  s'écrit alors :

$$\Gamma(\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0) = \frac{\alpha_{em}}{4} |\epsilon|^2 |f_{L1}|^2 m_{\tilde{t}_1} \left(1 - \frac{m_{\tilde{\chi}_1^0}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2}\right)^2 \quad (4.9)$$

avec  $f_{L1}$  un terme dépendant des éléments de la matrice de masse unitaire qui diagonalise celle des neutralinos. Une estimation du paramètre  $\epsilon$  entre 1 et  $4 \times 10^{-4}$  donne une durée de vie au stop  $\tau_{\tilde{t}_1}$  entre  $10^{-15}$  et  $10^{-16}$  s selon la différence de masse entre le  $\tilde{t}_1$  et le  $\tilde{\chi}_1^0$ . Cette durée de vie est largement supérieure à l'échelle de l'interaction forte  $\tau_{QCD}$  qui est de

l'ordre de  $10^{-23}$  s : le stop s'hadronise donc avant de se désintégrer dans le canal  $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ . Cependant, cette hadronisation n'est pas prise en compte par le générateur d'événements utilisé mais l'environnement très riche en jets dans un collisionneur hadronique permet de négliger les effets énergétiques issus de ce processus.

### 4.2.3 Traitement du signal

Les différents lots Monte Carlo, correspondant à 208 points dans l'espace  $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ , sont générés avec le générateur d'événements PYTHIA v6.4 [65]. Les paramètres d'entrées pour ce générateur sont les masses des particules supersymétriques et les rapports d'embranchements calculées à l'aide du programme SDECAY [66]. Cet outil donne le spectre de masse des particules supersymétriques à partir des paramètres du modèle choisi. Dans le cadre de l'analyse présenté ici, les paramètres utiles sont :

- $m_3$  pour fixer la masse du gluino ;
- $m_{\tilde{t}_1}$ ,  $A_t$ , le signe de  $\mu$  et  $\tan\beta$  permettant de définir la masse du stop le plus léger  $\tilde{t}_1$  ;
- $m_1$ , le signe de  $\mu$  et  $\tan\beta$  pour fixer la masse du neutralino LSP  $\tilde{\chi}_1^0$  ;
- $m_{\tilde{q}_R}$  permettant d'imposer une masse très élevée aux squarks de première et seconde génération.

SDECAY fournit alors un fichier au format SLHA (*SUSY Les Houches Accord*), format standard permettant d'être lu en entrée par PYTHIA. Une fois les événements générés, ils sont ensuite passés dans la simulation du détecteur. Finalement, la chaîne de reconstruction des objets physique est exécutée. En détail, les événements passent par les étapes suivantes :

- **la génération**, utilisant SDECAY et PYTHIA ;
- **la simulation** du détecteur : elle peut être soit complète soit rapide. La simulation complète implique que le passage des particules dans le détecteur est simulée grâce à l'utilisation d'une représentation précise du détecteur CMS grâce à GEANT4. La simulation rapide, à travers le logiciel FAMOS, utilise quant-à-elle une géométrie simplifiée et des modèles afin d'effectuer cette tâche ;
- **la digitisation et la transposition en format brut** : cette étape permet de retranscrire le format simulé en format "détecteur". A partir de là, les événements Monte Carlo sont de la même forme que les données enregistrées par le détecteur ;
- **le passage dans les chemins de déclenchement** : les événements passent dans la simulation des menus intégrant les chemins de déclenchement, les mêmes chemins que ceux utilisés pour les données ;
- **la reconstruction** des objets physiques : cette chaîne est propre au software CMS et est identique à celle utilisée pour les données. Cela permet d'avoir des lots d'événements données/simulation Monte Carlo directement comparables car ayant subi le même traitement.

Pour tenir compte des collisions multiples à haute luminosité et donc des effets d'empilement (*Pile-Up*), il est possible de rajouter à ces événements Monte Carlo des collisions supplémentaires dits de "biais minimum" (*minimum bias*). En effet, ces collisions fournissent une bonne modélisation de ces effets d'empilement. Cependant, cette modélisation est dépendante du nombre de collisions ajouté et donc du profil de luminosité instantannée, il est donc nécessaire de corriger les événements Monte Carlo en fin de chaîne.

Cependant, l'ajout de ces collisions est très consommateur en temps et ressources CPU. Dans l'analyse présentée dans ce chapitre, cela n'a pas été effectué. En effet, la luminosité en 2010 impliquait un nombre restreint d'événements contenant un empilement important.

Pour vérifier qu'en première approximation, ne pas utiliser une simulation avec empilement ne modifiait pas de manière importante la physique recherchée, quelques profils de distributions de variables importantes ont été produits. Ces variables ont été choisies pour leur impact important sur l'analyse : le nombre de jets ( $p_T > 30 \text{ GeV}$ ), l'énergie transverse manquante  $\cancel{E}_T$  et  $H_T$

Ainsi, la figure 4.10 montre les distributions de ces variables pour quatre scénarios simulés possibles : simulation rapide sans et avec empilement et simulation complète sans et avec empilement. Cette dernière, bien plus précise et donc bien plus proche de la réalité, est le référentiel. Deux points dans l'espace  $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$  ont été choisis afin de vérifier que les disparités, si elles existent, ne dépendent pas de ce choix. 25000 événements supersymétriques ont été traités de la génération à la reconstruction pour chacun de ces points. Cette comparaison est faite en bout de chaîne et après une sélection précise d'événements correspondant à la section 4.3.2. Cela a été effectué afin de prendre en compte les différences qui pourraient apparaître lors d'une ou plusieurs étapes entre la génération et l'analyse finale. Finalement, peu de différences sont notables entre les distributions (de l'ordre de 5 %). En effet, les profils et les queues sont similaires pour les trois variables et les quelques disparités sont jugées statistiquement acceptables. Pour l'analyse des données 2010, il est donc raisonnable d'utiliser une simulation rapide sans empilement.

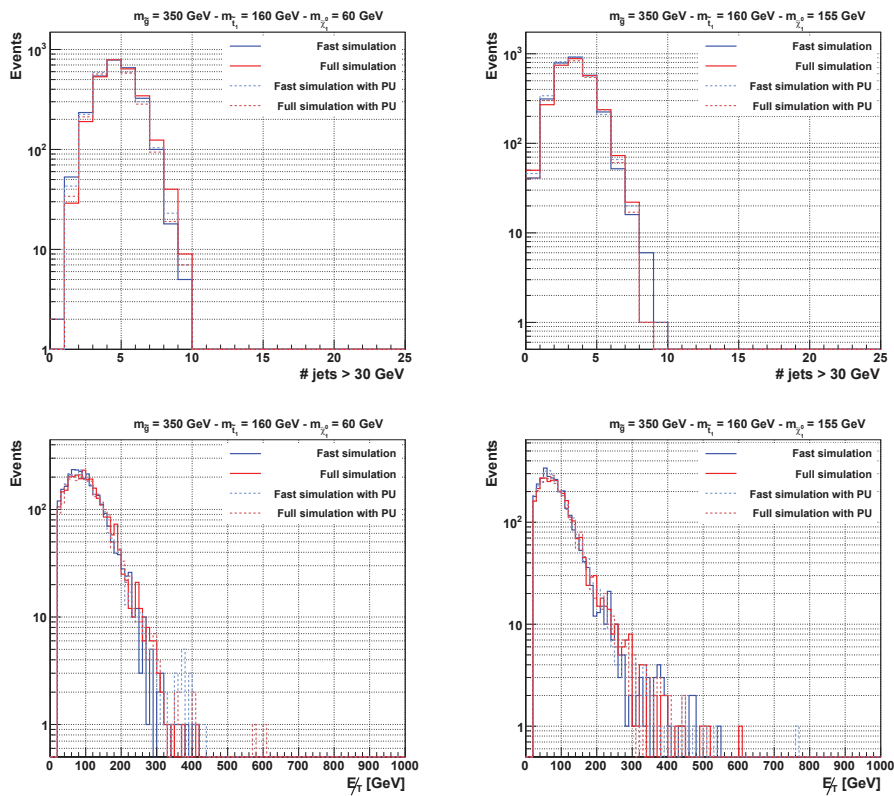


FIG. 4.9 – Comparaisons de la distribution du nombre de jets et de l'énergie transverse manquante pour deux points dans l'espace  $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$  : (350, 160, 60) à gauche et (350, 160, 155) ( $\text{GeV}/c^2$ ) à droite et pour les quatre simulations possibles.

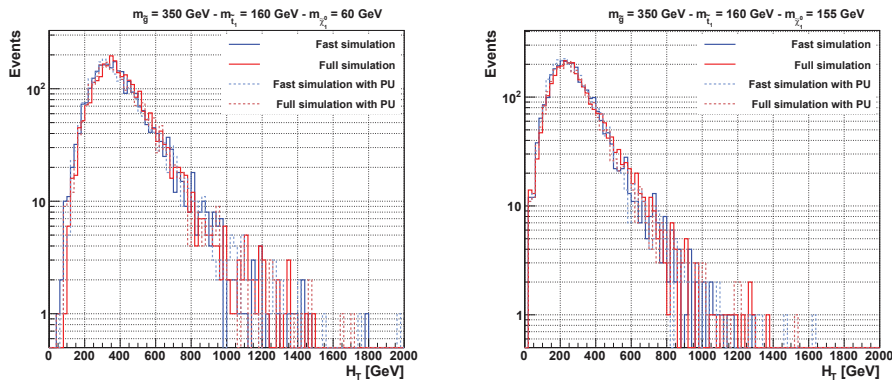


FIG. 4.10 – Comparaisons des distributions en  $H_T$  pour deux points dans l'espace  $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$  :  $(350, 160, 60)$  à gauche et  $(350, 160, 155)$  ( $GeV/c^2$ ) à droite et pour les quatre simulations possibles.

Le choix des points a été réalisé en fonction des limites obtenues par les expériences CDF et DØ au Tevatron et les expériences du LEP. La figure 4.11 montre les limites attendues et observées à 95 % niveau de confiance de la masse du stop en fonction de la masse du neutralino ; toute la zone au dessus de la limite observée est étudiée. Cependant, dans l'analyse du Tevatron [67], une recherche directe  $p\bar{p} \rightarrow \tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow 2c2\tilde{\chi}_1^0$  a été réalisée. Au LHC, une telle méthode serait très difficile à appliquer car l'état final (jets de bas  $p_T$  et faible énergie transverse manquante) serait très difficile à discriminer par rapport au bruit de fond. Dans l'analyse présentée dans ce chapitre, le choix de passer par une particule plus lourde, le gluino, est rendu possible par le fait que ces particules sont produites en bien plus grand nombre au LHC : la discrimination est plus facile à effectuer.

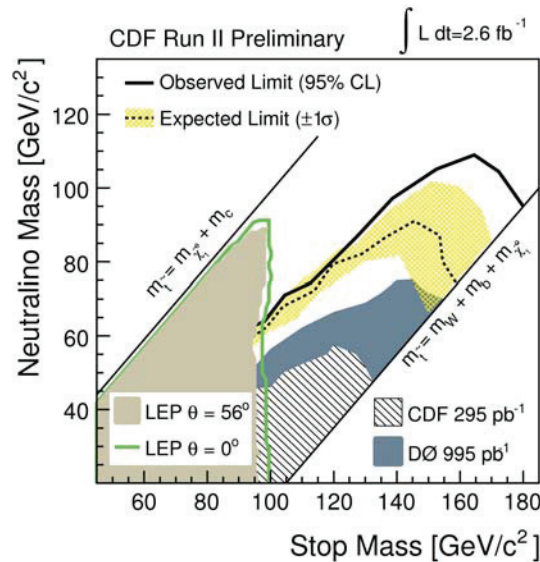


FIG. 4.11 – Limites attendues et observées à 95 % de niveau de confiance par les expériences CDF et DØ au Tevatron et les expériences du LEP dans le plan  $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ .

Les masses des trois particules supersymétriques et les sections efficaces de production de paire de gluinos sont détaillés dans les tableaux 4.1, 4.2 et 4.3. Pour chaque point, on rappelle que  $m_{\tilde{g}} \geq m_{\tilde{t}_1} + m_t$  et  $m_{\tilde{t}_1} \leq m_t$  fixée à  $(175 \text{ GeV}/c^2)$ , 25000 événements ont été générés et les sections efficaces correspondent aux sections efficaces minimales NLO  $\sigma_{min}^{NLO}$  calculées avec PROSPINO.

$m_{\tilde{g}}$ ( $\text{GeV}/c^2$ )	$m_{\tilde{t}_1}$ ( $\text{GeV}/c^2$ )	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ( $\text{GeV}/c^2$ )	$\sigma_{min}^{NLO}$ ( $\text{pb}$ )	$m_{\tilde{g}}$ ( $\text{GeV}/c^2$ )	$m_{\tilde{t}_1}$ ( $\text{GeV}/c^2$ )	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ( $\text{GeV}/c^2$ )	$\sigma_{min}^{NLO}$ ( $\text{pb}$ )
275.	100.	60.	86.3	335.	100.	60.	26.2
275.	100.	80.		335.	100.	80.	
275.	100.	95.		335.	100.	95.	
295.	100.	60.	56.9	335.	120.	60.	
295.	100.	80.		335.	120.	80.	
295.	100.	95.		335.	120.	100.	
295.	120.	60.		335.	120.	115.	
295.	120.	80.		335.	140.	60.	
295.	120.	100.		335.	140.	80.	
295.	120.	115.	335.	140.	100.		
315.	100.	60.	38.2	335.	140.	120.	
315.	100.	80.		335.	140.	135.	
315.	100.	95.		335.	160.	60.	
315.	120.	60.		335.	160.	80.	
315.	120.	80.		335.	160.	100.	
315.	120.	100.		335.	160.	120.	
315.	120.	115.		335.	160.	140.	
315.	140.	60.		335.	160.	155.	
315.	140.	80.					
315.	140.	100.					
315.	140.	120.					
315.	140.	135.					

TAB. 4.1 – Masses des particules supersymétriques générées et sections efficaces de production de paires de gluinos associées pour  $m_{\tilde{g}} = 275, 295, 315$  et  $335 \text{ GeV}/c^2$ .

$m_{\tilde{g}}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$m_{\tilde{t}_1}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$\sigma_{min}^{NLO}$ (pb)	$m_{\tilde{g}}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$m_{\tilde{t}_1}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$\sigma_{min}^{NLO}$ (pb)
350.	100.	60.	19.9	375.	100.	60.	12.9
350.	100.	80.		375.	100.	80.	
350.	100.	95.		375.	100.	95.	
350.	120.	60.		375.	120.	60.	
350.	120.	80.		375.	120.	80.	
350.	120.	100.		375.	120.	100.	
350.	120.	115.		375.	120.	115.	
350.	140.	60.		375.	140.	60.	
350.	140.	80.		375.	140.	80.	
350.	140.	100.		375.	140.	100.	
350.	140.	120.		375.	140.	120.	
350.	140.	135.		375.	140.	135.	
350.	160.	60.		375.	160.	60.	
350.	160.	80.		375.	160.	80.	
350.	160.	100.		375.	160.	100.	
350.	160.	120.		375.	160.	120.	
350.	160.	140.		375.	160.	140.	
350.	160.	155.		375.	160.	155.	
350.	175.	60.		375.	175.	60.	
350.	175.	80.		375.	175.	80.	
350.	175.	100.	375.	175.	100.		
350.	175.	120.	375.	175.	120.		
350.	175.	140.	375.	175.	140.		
350.	175.	160.	375.	175.	160.		
400.	100.	60.	8.5	425.	100.	60.	5.7
400.	100.	80.		425.	100.	80.	
400.	100.	95.		425.	100.	95.	
400.	120.	60.		425.	120.	60.	
400.	120.	80.		425.	120.	80.	
400.	120.	100.		425.	120.	100.	
400.	120.	115.		425.	120.	115.	
400.	140.	60.		425.	140.	60.	
400.	140.	80.		425.	140.	80.	
400.	140.	100.		425.	140.	100.	
400.	140.	120.		425.	140.	120.	
400.	140.	135.		425.	140.	135.	
400.	160.	60.		425.	160.	60.	
400.	160.	80.		425.	160.	80.	
400.	160.	100.		425.	160.	100.	
400.	160.	120.		425.	160.	120.	
400.	160.	140.		425.	160.	140.	
400.	160.	155.		425.	160.	155.	
400.	175.	60.		425.	175.	60.	
400.	175.	80.		425.	175.	80.	
400.	175.	100.	425.	175.	100.		
400.	175.	120.	425.	175.	120.		
400.	175.	140.	425.	175.	140.		
400.	175.	160.	425.	175.	160.		

TAB. 4.2 – Masses des particules supersymétriques générées et sections efficaces de production de paires de gluinos associées pour  $m_{\tilde{g}} = 350, 375, 400$  et  $425$  GeV/c<sup>2</sup>.

$m_{\tilde{g}}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$m_{\tilde{t}_1}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$\sigma_{min}^{NLO}$ (pb)	$m_{\tilde{g}}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$m_{\tilde{t}_1}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$\sigma_{min}^{NLO}$ (pb)
450.	100.	60.	3.9	475.	100.	60.	2.7
450.	100.	80.		475.	100.	80.	
450.	100.	95.		475.	100.	95.	
450.	120.	60.		475.	120.	60.	
450.	120.	80.		475.	120.	80.	
450.	120.	100.		475.	120.	100.	
450.	120.	115.		475.	120.	115.	
450.	140.	60.		475.	140.	60.	
450.	140.	80.		475.	140.	80.	
450.	140.	100.		475.	140.	100.	
450.	140.	120.		475.	140.	120.	
450.	140.	135.		475.	140.	135.	
450.	160.	60.		475.	160.	60.	
450.	160.	80.		475.	160.	80.	
450.	160.	100.		475.	160.	100.	
450.	160.	120.		475.	160.	120.	
450.	160.	140.		475.	160.	140.	
450.	160.	155.		475.	160.	155.	
450.	175.	60.		475.	175.	60.	
450.	175.	80.		475.	175.	80.	
450.	175.	100.		475.	175.	100.	
450.	175.	120.	475.	175.	120.		
450.	175.	140.	475.	175.	140.		
450.	175.	160.	475.	175.	160.		
500.	100.	60.	1.9				
500.	100.	80.					
500.	100.	95.					
500.	120.	60.					
500.	120.	80.					
500.	120.	100.					
500.	120.	115.					
500.	140.	60.					
500.	140.	80.					
500.	140.	100.					
500.	140.	120.					
500.	140.	135.					
500.	160.	60.					
500.	160.	80.					
500.	160.	100.					
500.	160.	120.					
500.	160.	140.					
500.	160.	155.					
500.	175.	60.					
500.	175.	80.					
500.	175.	100.					
500.	175.	120.					
500.	175.	140.					
500.	175.	160.					

TAB. 4.3 – Masses des particules supersymétriques générées et sections efficaces de production de paires de gluinos associées pour  $m_{\tilde{g}} = 425, 450$  et  $500$  GeV/c<sup>2</sup>.

## 4.3 Recherche de gluinos au LHC

Cette section détaille la méthode de recherche de gluinos au LHC. Pour mener à bien cette étude, le choix du canal d'analyse, découlant directement de l'état final, qui impose les fonds Monte Carlo du Modèle Standard et les chemins de déclenchement pour les données, est présenté. Afin de valider ce choix, une étude, à l'aide de comparaisons données-simulation sur trois sélections ( $W$ ,  $Z$  et  $t\bar{t}$ ) des événements, est exposée. Cette étude permet de s'assurer que les fonds du Modèle Standard sont correctement simulés et contrôlés. Puis, les sélections supplémentaires nécessaires pour la discrimination du signal sont détaillées. Enfin, la dernière partie présente les limites observées et attendues à 95 % de niveau de confiance au LHC.

### 4.3.1 Choix préliminaires

#### L'état final, choix du canal d'analyse

L'état final du signal recherché est  $\tilde{t}_1 t + \tilde{t}_1 \bar{t} \rightarrow t\bar{t} + 2c + 2\tilde{\chi}_1^0$ , correspondant donc à une paire  $t\bar{t}$ , 2 jets issus de l'hadronisation des quarks  $c$  et une grande énergie transverse manquante issue des 2 neutralinos  $\tilde{\chi}_1^0$ . Les deux quarks top se désintègrent en un quark  $b$  et un boson  $W$ , et le boson  $W$  pouvant lui se désintégrer en deux quarks légers ou en un lepton et un neutrino. Il existe donc trois possibilités pour l'état final :

- hadronique : 8 jets + énergie transverse manquante ;
- semi-leptonique : 6 jets + 1 lepton + énergie transverse manquante ;
- di-leptons : 4 jets + 2 leptons + énergie transverse manquante ;

La figure 4.12 montre le diagramme de Feynmann de la désintégration d'un gluino. Les deux canaux avec au moins un muon ont été choisis comme canaux d'analyse. Ils présentent en effet l'avantage d'allier une statistique intéressante à une signature claire permettant de le distinguer du bruit de fond, notamment du bruit de fond QCD très riches en jets. Les deux canaux semi-muonique et di-muons présentent de plus l'avantage d'avoir au moins un muon isolé dans l'événement. Ce type de muons sont facilement identifiés et reconstruits proprement au sein du détecteur CMS. Les rapports d'embranchement  $\mathcal{B}(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t)$  et  $\mathcal{B}(\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0)$  étant fixés à 100 %, le rapport d'embranchement  $\mathcal{B}_{final}$  correspond finalement au rapport d'embranchement de la désintégration des 2  $W$  avec au moins un muon dans l'état final :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{B}_{final} &= \mathcal{B}(W \rightarrow \mu\nu_\mu) \times \mathcal{B}(W \rightarrow \mu\nu_\mu) + 2 \times \mathcal{B}(W \rightarrow \mu\nu_\mu) \times \mathcal{B}(W \rightarrow qq') \\
 \mathcal{B}_{final} &= 10,57 \% \times 10,57 \% + 2 \times 10,57 \% \times 67,96 \% \\
 \mathcal{B}_{final} &= 15,48 \%
 \end{aligned}
 \tag{4.10}$$

#### Echantillons simulés utilisés

Tous les processus du Modèle Standard conduisant au même type d'état final sont des bruits de fonds physiques. Ainsi, on recense 6 bruits de fonds différents :

- les processus multi-jets QCD contenant au moins un muon énergétique, ces processus produisent des événements à haute multiplicité de jets mais avec peu de leptons isolés ;
- les processus de production de bosons  $W^\pm$  avec des jets associés ; des leptons isolés sont produits dans ce cas là mais la section efficace décroît rapidement avec la multiplicité en jets ; ce fond est le deuxième fond le plus important après les processus QCD ;



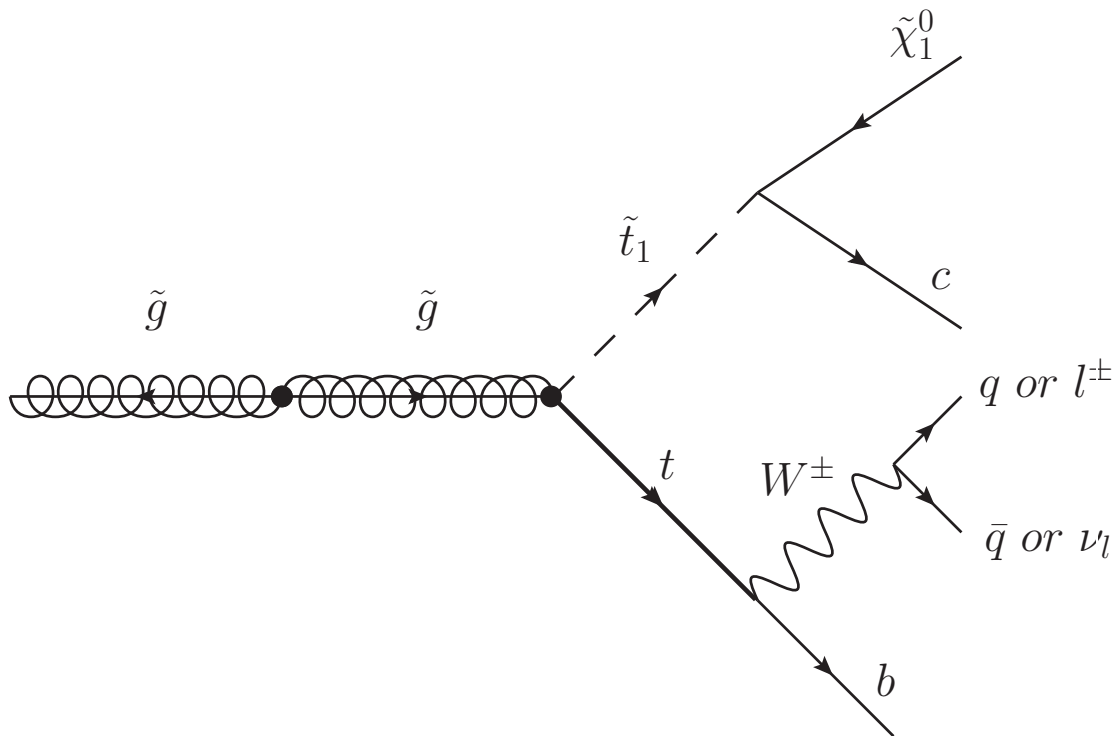


FIG. 4.12 – Diagramme de Feynmann de la désintégration d'un des deux gluinos du processus complet en  $b + W + c + \tilde{\chi}_1^0$ , l'état final dépend finalement de la désintégration du  $W$  en  $q\bar{q}$  ou en  $l\nu_l$ .

- la production de  $Z^0$  avec des jets associés, deux leptons isolés apparaissent dans ces processus mais de la même manière que pour la production de  $W$ , une grande multiplicité en jets dans ce type d'événements est très rare ;
- la production diboson  $W^\pm$  et  $Z^0$  ( $WW$ ,  $WZ$ ,  $ZZ$ ) implique jusqu'à quatre leptons isolés, cependant la section efficace de production avec des jets ( $WW$ +jets,  $WZ$ +jets,  $ZZ$ +jets) est encore plus faible que pour la production d'un seul boson ;
- les processus de production de quarks tops célibataires peuvent produire un lepton isolé, la multiplicité en jets est aussi très faible ;
- le processus de production de paire  $t\bar{t}$  est quand à lui le fournisseur majoritaire de bruit de fond Modèle Standard en fin d'analyse, il sera relativement difficile de le réduire.

Hormis les processus QCD, simulés avec PYTHIA, tous les bruits de fond ont été simulés avec MADGRAPH5 [68] jusqu'à l'étape d'hadronisation ; en effet, MADGRAPH permet une meilleure description au niveau partonique des processus physiques que PYTHIA (surtout pour les processus simulés avec des jets supplémentaires). Les sections efficaces de production pour chaque processus sont les sections efficaces NLO ou NNLO. Le tableau 4.4 montre les différents fonds utilisés pour l'analyse, le nombre d'événements générés et les sections efficaces associées.

Processus	Nombre d'événements générés	Section efficace de production NLO ( $pb$ )	Luminosité équivalente ( $pb^{-1}$ )
QCD avec un $\mu$ de $p_T > 15 GeV$	7323288	79688	91,9
Top célibataire (voie $s$ )	474967	4,2	$1,1 \times 10^5$
Top célibataire (voie $t$ )	384060	64,6	5945
Top célibataire (voie $t$ avec un $W$ )	394961	4,6	$8,6 \times 10^4$
$t\bar{t}$ + jets	944640	165	5725
$W$ + jets avec $W \rightarrow l\nu_l$	13217628	31314	422,1
$Z$ + jets avec $Z \rightarrow ll$ et $m_Z > 50 GeV$	2595097	3048	851,4
$WW$ + jets	1741760	43	$4,0 \times 10^5$
$WZ$ + jets	2174752	10,7	$2,0 \times 10^5$
$ZZ$ + jets	2113368	18	$1,2 \times 10^5$

TAB. 4.4 – Description des fonds du Modèle Standard avec le nombre d'événements générés, les sections efficaces de production et les luminosités équivalentes associées.

### Echantillons de données utilisés

Pour les données, une première sélection est faite en utilisant les événements qui ont satisfait les chemins de déclenchement requérant au moins un muon dont le  $p_T$  est supérieur à une valeur minimum  $X$ . Ce chemin de déclenchement est noté HLT\_MuX. Plus cette  $X$  est petit, plus le nombre d'événements enregistrés est élevé. Cependant, ce nombre d'événements ne peut être trop important car trop de place sera requise sur les disques afin de les stocker. Pour éviter ce problème lorsque la luminosité augmente, le chemin de déclenchement n'est pas supprimé mais seulement  $1/Y$  événement remplissant ses conditions est enregistré.  $Y$  est appelé facteur de *prescale*.

Dans la première période de prises de données (*Data2010A*), le chemin de déclenchement HLT\_Mu9 a été choisi. Les événements contenant un muon avec un  $p_T > 9 GeV$  ont donc été sélectionnés en un lot qui sera ensuite analysé. Puis la luminosité a été augmentée (*Data2010B*), rendant impossible le stockage de tous les événements contenant un muon de plus de  $9 GeV$ ; le chemin de déclenchement a été réduit par un facteur de prescale  $Y = 10$ . Comme cela sera présenté dans la section suivante (4.3.2), seuls les événements contenant un muon dont le  $p_T$  est supérieur à  $20 GeV$  sont analysés. Il a été possible d'utiliser un chemin de déclenchement dont le seuil en  $p_T$  est relevé à  $15 GeV$ . Le tableau 4.5 montre les 2 périodes de données avec l'intervalle de runs, le chemin de déclenchement choisi et les luminosités intégrées correspondantes.

Les données enregistrées par CMS ne sont pas toutes analysables. Tout un processus de validation est effectué afin de fournir à la physique des échantillons propres. Ainsi, sur les  $47,03 pb^{-1}$  de données délivrées par le LHC,  $43,17 pb^{-1}$  ont pu être enregistrées (figure 4.13) et  $39,8 pb^{-1}$  sont analysables. La perte entre les données enregistrées et analysées s'explique principalement par des problèmes de sous détecteurs bruyants. Les numéros de runs et de sections de luminosité des données analysables sont inscrits dans un seul fichier, le *JSON file* (pour *JavaScript Object Notation*). Ce fichier est notamment utilisé dans le calcul de la luminosité intégrée.

Période de prise de données	Chemin de déclenchement	Facteur de prescale	Intervalle de runs	Luminosité intégrée ( $pb^{-1}$ )
Mu A	HLT_MU9	1	138564-144114	3
Mu B1	HLT_MU9	1	146240-147195	5,1
Mu B2	HLT_MU15	1	147196-1489711	31,7
Total				39,8

TAB. 4.5 – Description des lots de données enregistrés en 2010 et utilisés pour l'analyse.

### 4.3.2 Contrôle des fonds du Modèle Standard

Afin de valider les simulations Monte Carlo et avant d'effectuer les sélections propres à l'analyse, des comparaisons données/simulations des processus du Modèle Standard sont effectuées. Les trois processus physiques contenant au moins un muon dans l'état final les plus produits au LHC (en dehors de la QCD) et permettant ce type d'étude sont les processus bosoniques  $Z^0 \rightarrow \mu\mu$  et  $W^\pm \rightarrow l^\pm\nu_l$  avec des sections efficaces respectives de 3048 pb et 31314 pb et les processus  $t\bar{t}$  aboutissant sur un état final contenant au moins un muon avec une section efficace de 165 pb (masse du top fixée à 175 GeV/c<sup>2</sup>). Pour isoler ces processus dans les données, il est nécessaire d'effectuer quelques sélections sur les objets physiques. L'état final du signal supersymétrique contient des muons et des jets, la première étape consiste donc à correctement les identifier :

– **les muons :**

- ils doivent être reconstruits avec les algorithmes de *particle flow* ;
- ils ont laissé une trace dans le trajectographe et dans les chambres à muons ;
- ils doivent être suffisamment énergétiques et reconstruits dans la région centrale du détecteur :  $p_T > 20$  GeV et  $|\eta| < 2,1$  ;
- les traces des muons doivent être de bonne qualité afin d'être sûr de la justesse de ses paramètres ( $p_T, d_0, \eta, \dots$ ) :  $\chi_{trace}^2 < 10$ , nombre de hits dans les pixels  $> 0$  et nombre de hits dans le trajectographe  $> 10$  ;
- la distance du point de plus proche approche des traces des muons dans le trajectographe doit être suffisamment petite afin d'éliminer tous les muons non issus de la collision (muons cosmiques) :  $d_0 < 0,02$  ;
- une première isolation<sup>1</sup> est calculée en utilisant un cône autour du muon et en vérifiant que peu d'énergie ait été déposée par d'autres objets (hadrons chargés, hadrons neutres et photons) à l'intérieur de ce cône puis une seconde isolation en vérifiant que d'autres muons ou électrons n'aient pas laissé de traces dans ce cône : PF Muons RelIso (*Particle flow muons relative isolation*)  $< 0,1$  ;

– **les jets :**

- ils doivent être énergétiques et reconstruits dans la partie centrale du détecteur :  $p_T > 30$  GeV et  $|\eta| < 2,4$  ;
- les fractions de hadrons neutres permettent de rejeter les bruits dans les calorimètres hadroniques et électromagnétiques :  $NHF$  (*Neutral Hadronic Fraction*)  $< 0,99$  et  $NEF$  (*Neutral Electromagnetic Fraction*)  $< 0,99$  ;
- ils sont formés de plusieurs constituants (traces ou dépôts dans les calorimètres) :  $nConstituents > 1$  ;

<sup>1</sup>Isolation relative =  $\frac{\sum E_{objets}}{E_{muon}}$  dans un cône

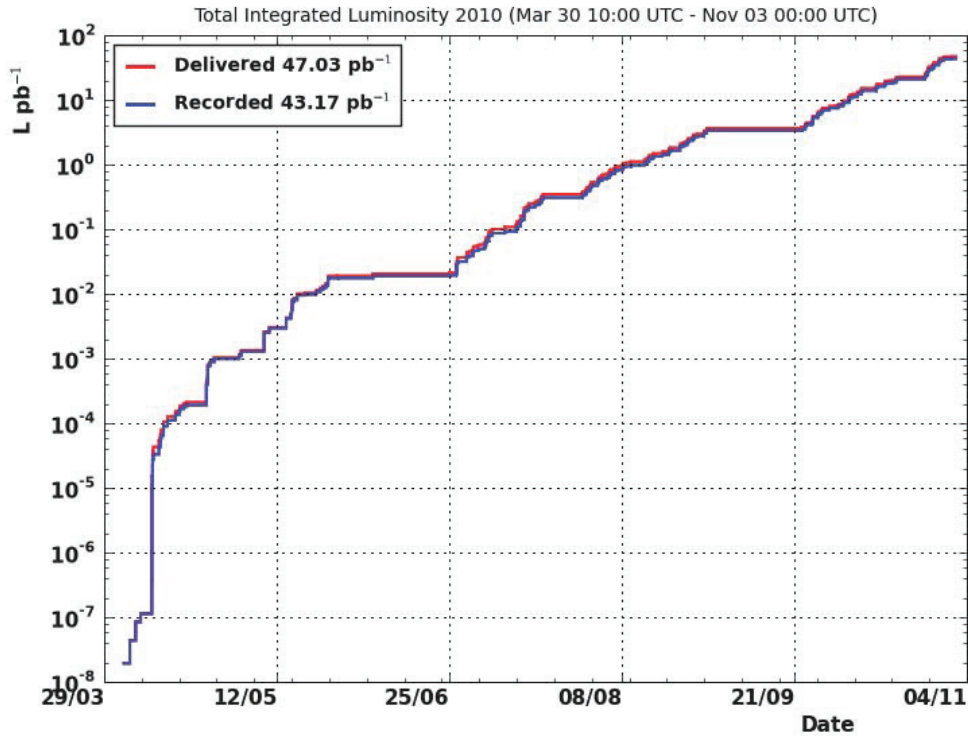


FIG. 4.13 – Profils de luminosité intégrée délivrée par le LHC en rouge et enregistrée par CMS en bleu.

Ces premiers critères assurent une sélection d'événements contenant des muons et/ou des jets de bonne qualité. Ils correspondent aux critères officiels sur les objets physiques (*Official muon-Id and jet-Id*) pour les données 2010. Dans la suite, un muon ou un jet remplira toujours les conditions énoncées précédemment.

Ces critères permettent également une première élimination de bruits de fonds du Modèle Standard. En effet, les processus QCD par exemple produisent rarement des muons isolés (figure 4.14) et le fait de demander explicitement des événements contenant un muon avec  $PF_{\text{Muons}}^{\text{RelIso}} < 0,1$  permet de réduire drastiquement ce bruit de fond.

Le fait également d'utiliser des objets énergétiques et dans la partie centrale permet de sélectionner des événements de collisions dites "dures" alors que les produits des collisions inélastiques sont plutôt détectés dans des régions à grand  $|\eta|$  et sont en général peu énergétiques.

Enfin, pour toutes les sélections présentées dans la suite, les événements étudiés ont tous remplis les conditions des chemins de déclenchement HLT\_MuX avec  $X = 9$  puis 15 pour les données et les simulations des chemins de déclenchement identiques pour les fonds Monte Carlo.

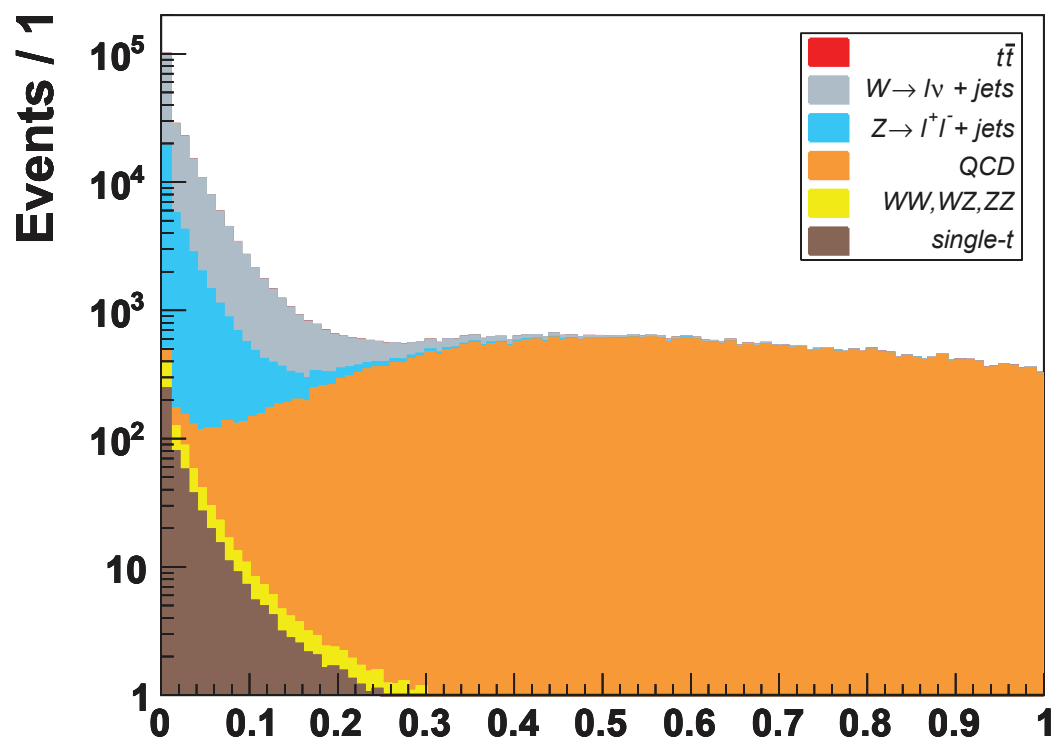


FIG. 4.14 – Isolation relative des muons reconstruits avec l'algorithme de *particleflow*.

### Sélection d'événements $Z^0 \rightarrow \mu\mu$

Cette première sélection consiste à garder uniquement les événements contenant deux muons issus du boson  $Z^0$ . Cette sélection, assez drastique, est une bonne référence pour vérifier le bon contrôle du fond  $Z^0 + \text{jets}$ . Elle impose dans les événements la présence d'au moins deux muons où la masse invariante du système di-muon encadre la masse du boson  $Z^0$  :

$$60 \text{ GeV} < m_{Z^0} = 91,2 \text{ GeV} < 120 \text{ GeV} \quad (4.11)$$

En résumé, la sélection implique que les événements sélectionnés :

- ont satisfait les conditions de déclenchement HLT\_MuX ( $X = 9$  puis 15) ;
- contiennent au moins un bon vertex ;
- contiennent 2 muons avec les critères énoncés précédemment et avec une masse pour le système di-muon autour du  $Z^0$ .

Pour rendre compte du pile-up dans les simulations, la forme de la distribution du nombre de vertex dans la simulation a été adaptée à celle présente dans les données. La figure 4.15 montre les distributions du nombre de vertex avant et après la repondération.

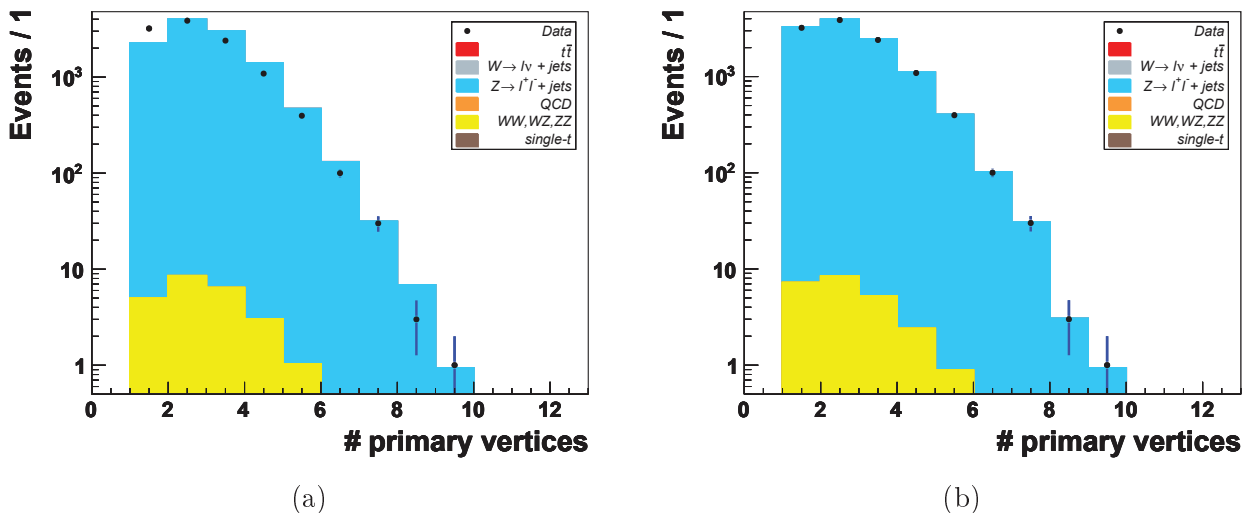


FIG. 4.15 – Distribution du nombre de vertex dans les données et la simulation avant (a) et après repondération (b) pour les événements passant la sélection  $Z \rightarrow \mu\mu$  décrite dans le texte.

La figure 4.16 montre la masse du système di-muon. Le pic de masse du boson  $Z^0$  est très net dans les données autour de  $91 \text{ GeV}$ . L'accord entre données et simulation est excellent dans le cadre de cette sélection.

Le but premier de cette sélection d'événements est de vérifier les distributions des muons. La figure 4.17 présente les distributions en  $p_T$ ,  $\eta$  et en isolation et le tableau 4.7 le nombre d'événements pour chaque fond et pour les données passant les sélections. Les accords entre données et simulation sont corrects ce qui implique que les muons sont correctement simulés et reconstruits dans la simulation. Pour les jets, la figure 4.18 montre également un bon accord dans les distributions du nombre de jets par événement et en  $p_T$ . Il est possible désormais d'assouplir la sélection pour vérifier les accords avec d'autres fonds.

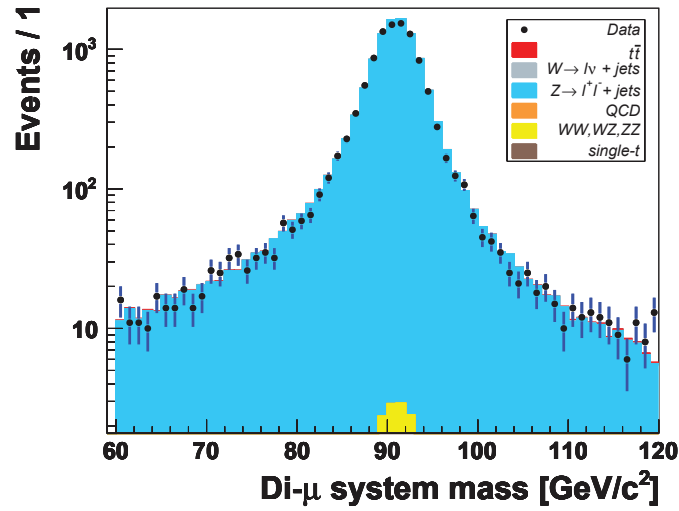


FIG. 4.16 – Masse du système di-muon pour les événements passant la sélection  $Z \rightarrow \mu\mu$  décrite dans le texte.

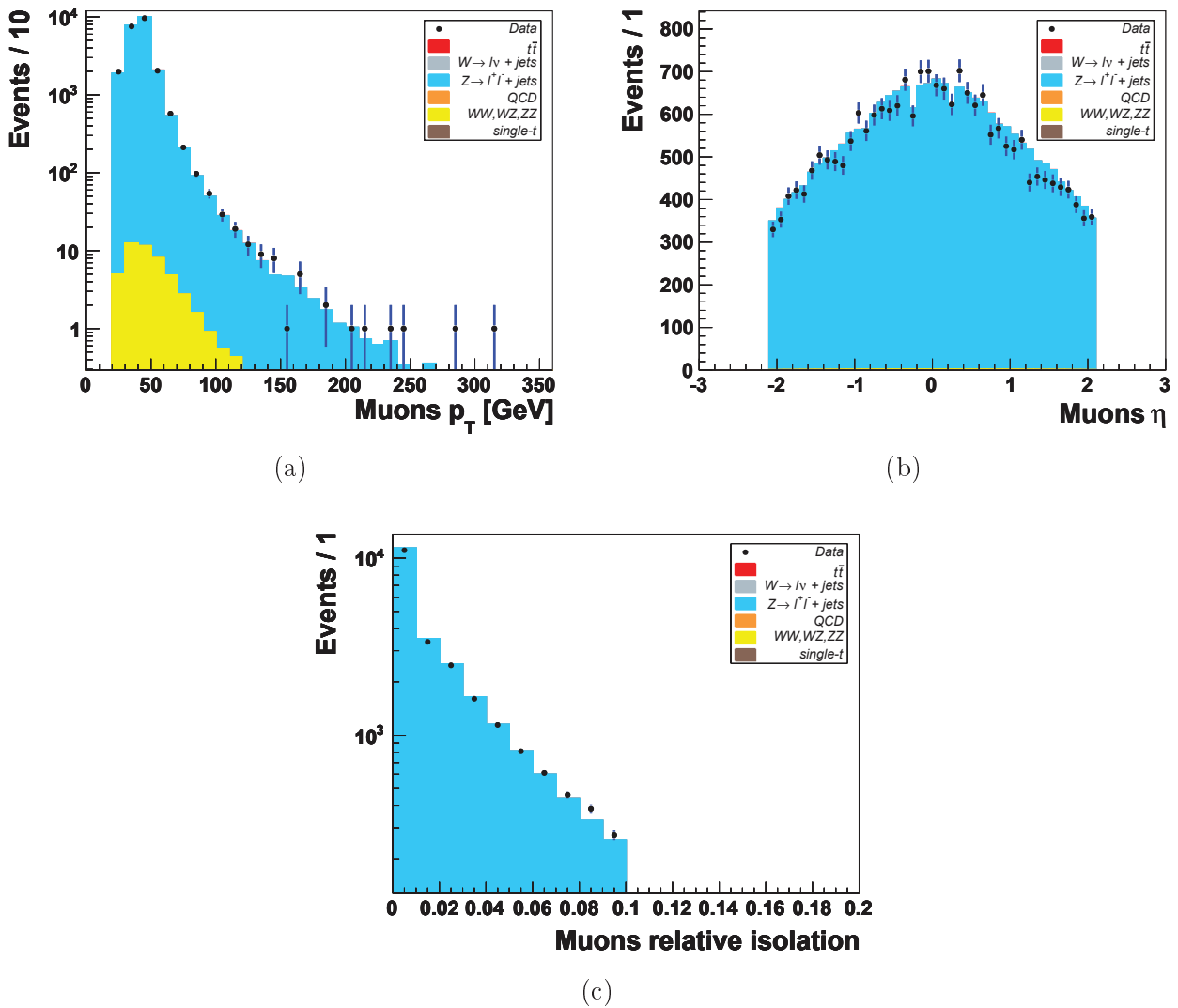


FIG. 4.17 – Distribution du  $p_T$  (a),  $\eta$  (b) et de l'isolation relative (c) des muons pour les événements passant la sélection  $Z \rightarrow \mu\mu$  décrite dans le texte.

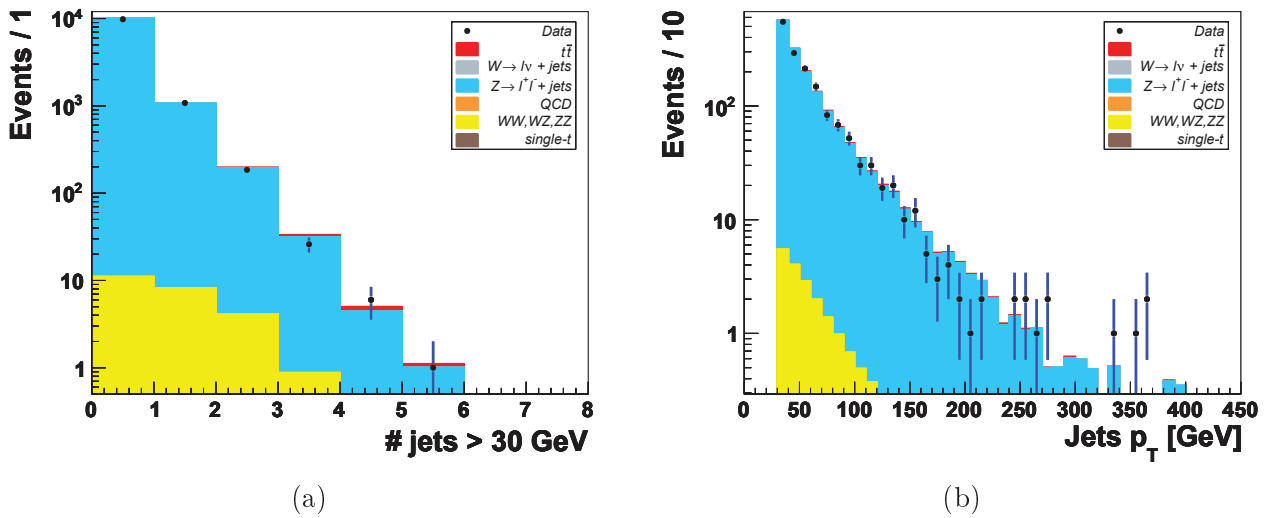


FIG. 4.18 – Distribution du nombre de jets de plus de 30 GeV (a) et du  $p_T$  de ces jets (b) pour les événements passant la sélection  $Z \rightarrow \mu\mu$  décrite dans le texte.

Fonds	Nombre d'événements
Données	11090
Total Monte Carlo	$11300 \pm 22$
$Z^0 + \text{jets}$	$11262 \pm 22$
Diboson $WW$	$3,39 \pm 0,06$
Diboson $WZ$	$4,95 \pm 0,03$
Diboson $ZZ$	$15,83 \pm 0,07$
$t\bar{t}$	$14,0 \pm 0,3$
Single Top voie $s$	$0,00033 \pm 0,00003$
Single Top voie $t$	$0,00001 \pm 0,000001$
Single Top voie $tW$	$0.41 \pm 0,01$
$W^\pm + \text{jets}$	$0,093 \pm 0,009$
QCD	$0,00010 \pm 0,00001$

TAB. 4.6 – Nombre d'événements et erreurs statistiques associées passant les sélections  $Z \rightarrow \mu\mu$  pour chaque bruit de fonds et pour les données

### Sélection d'événements $W^\pm \rightarrow l^\pm \nu_l$

Cette sélection, plus souple que la précédente, a pour but de vérifier les distributions des objets physiques, incluant l'énergie transverse manquante et la somme scalaire des jets et des muons  $H_T = \sum(p_T)_{jets} + \sum(p_T)_{muons}$ , variable très importante pour l'analyse car très sensible aux coupures (sur le  $p_T$  des jets ou l'énergie transverse manquante par exemple). Si cette variable reste stable en changeant les coupures, on s'assure d'effectuer une analyse solide. Cette sélection impose :

- que les événements ont satisfaits les conditions de déclenchement HLT\_MuX ( $X = 9$  puis 15) ;
- qu'un bon vertex a été reconstruit ;
- la présence d'un muon au minimum avec les critères énoncés précédemment ;
- une énergie transverse manquante supérieure à 20 GeV.



De la même manière que pour la sélection d'événements  $Z^0 \rightarrow \mu\mu$ , une ré pondération est effectuée sur la distribution du nombre de vertex primaires comme indiqué sur la figure 4.19.

Les figures 4.20, 4.21 et 4.22 montrent les distributions du  $p_T$ ,  $\eta$  et l'isolation des muons, du nombre de jets dont le  $p_T$  est supérieur à  $30 \text{ GeV}$ , du  $p_T$  de ces jets et les distributions de l'énergie transverse manquante et de l'énergie totale  $H_T$ . Sur chacune de ces distributions, l'accord entre données et simulations reste satisfaisant même si à grand  $|\eta|$  un déficit de données apparait, due à une mauvaise simulation du trigger dans cette zone. Les excès de données, notamment visibles dans les queues des distributions du  $p_T$  des jets et  $H_T$ , sont contenues dans les erreurs statistiques et systématiques détaillées dans la section 4.3.3.

La figure 4.23 représente la distribution de la masse transverse du boson  $W$  calculée à partir de l'énergie transverse manquante et du muon de plus haut  $p_T$  :

$$W_{\text{Transverse mass}} = \sqrt{2 \times (p_T)_{\cancel{E}_T} \times (p_T)_{\text{muon}} \times (1 - \cos(\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{muon})))} \quad (4.12)$$

Cette figure montre un déficit d'événements simulés localisé à basse masse transverse. Dans cette zone, les processus QCD sont majoritaires et mal simulés mais reste localisés à basse énergie.

Fonds	Nombre d'événements
Données	148281
Total Monte Carlo	$155672 \pm 112$
$Z^0 + \text{jets}$	$5962 \pm 16$
Diboson $WW$	$158,3 \pm 0,4$
Diboson $WZ$	$24,92 \pm 0,07$
Diboson $ZZ$	$16,3 \pm 0,07$
$t\bar{t}$	$735,1 \pm 2,1$
Single Top voie $s$	$24,63 \pm 0,08$
Single Top voie $t$	$398,4 \pm 1,5$
Single Top voie $tW$	$21,21 \pm 0,09$
$W^\pm + \text{jets}$	$148220 \pm 111$
QCD	$111 \pm 7$

TAB. 4.7 – Nombre d'événements et erreurs statistiques associées passant les sélections  $Z \rightarrow \mu\mu$  pour chaque bruit de fonds et pour les données

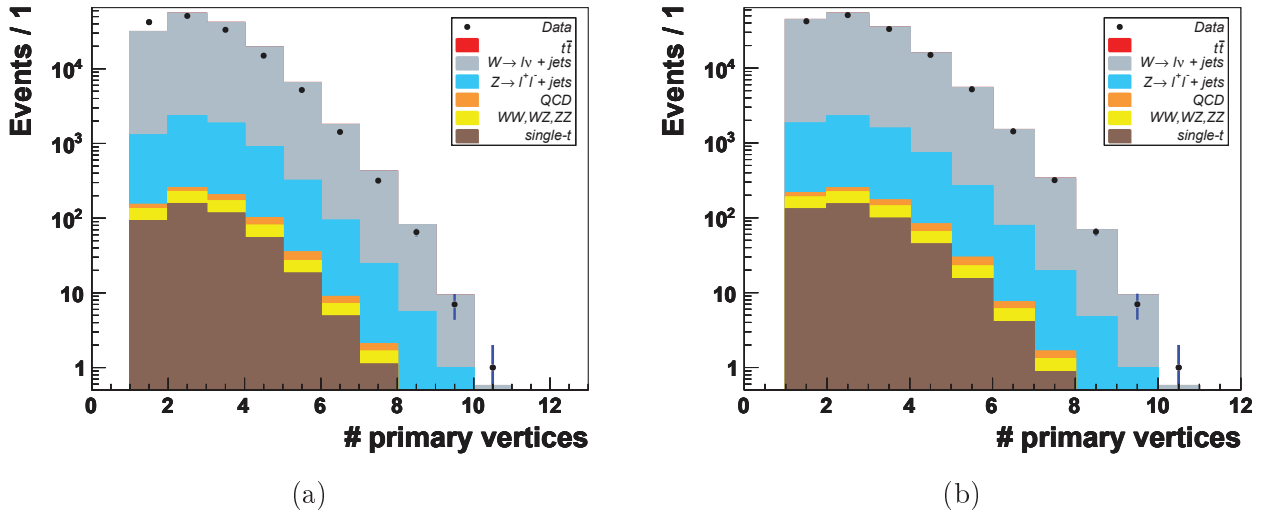


FIG. 4.19 – Distribution du nombre de vertex dans les données et la simulation avant (a) et après repondération (b) pour les événements passant la sélection  $W \rightarrow l\nu$  décrite dans le texte.

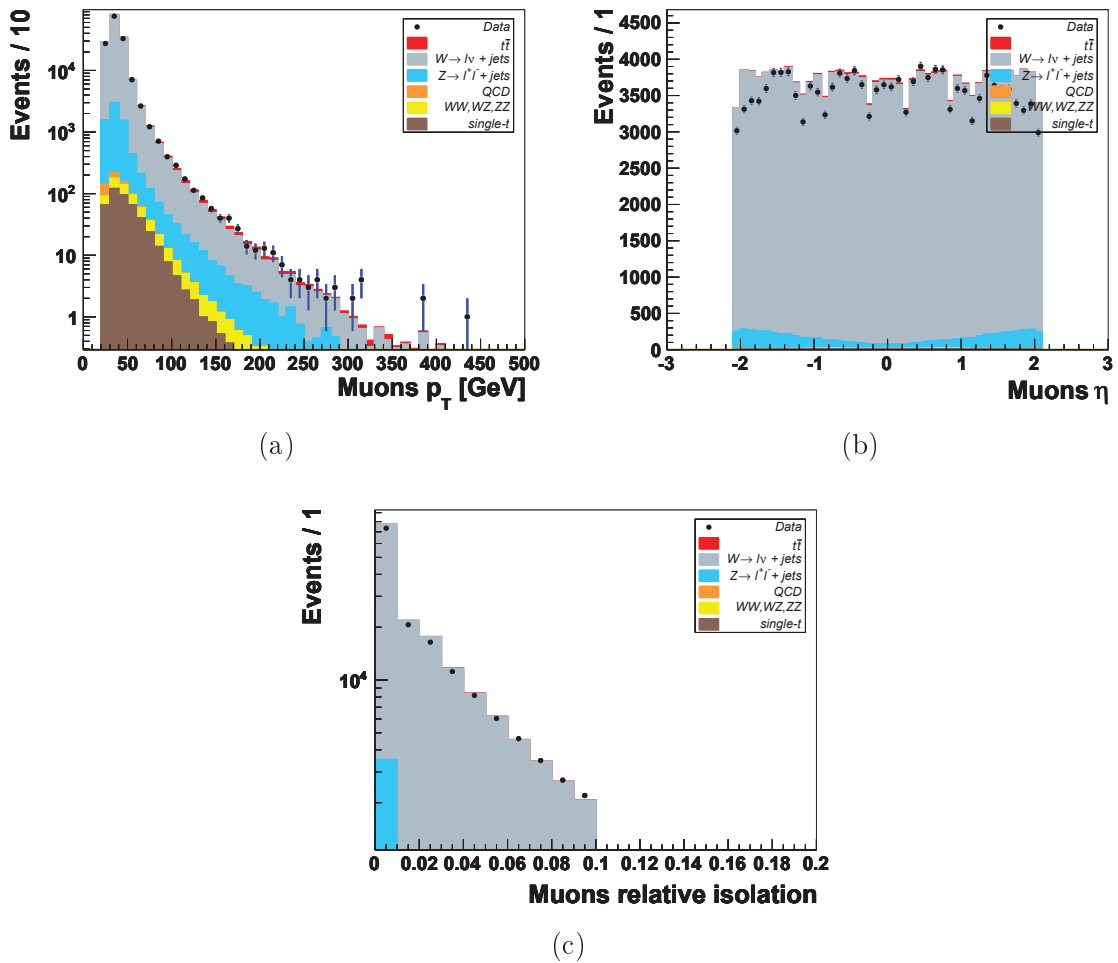


FIG. 4.20 – Distribution du  $p_T$  (a),  $\eta$  (b) et de l'isolation relative (c) des muons pour les événements passant la sélection  $W \rightarrow l\nu$  décrite dans le texte.

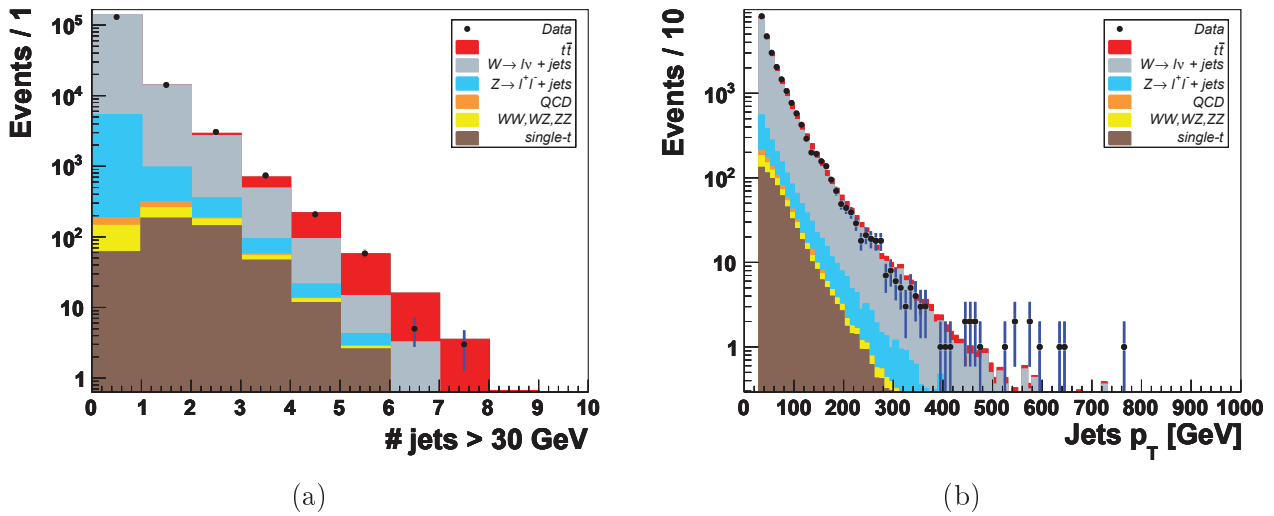


FIG. 4.21 – Distribution du nombre de jets de plus de  $30 \text{ GeV}$  (a) et du  $p_T$  de ces jets (b) pour les événements passant la sélection  $W \rightarrow l\nu$  décrite dans le texte.

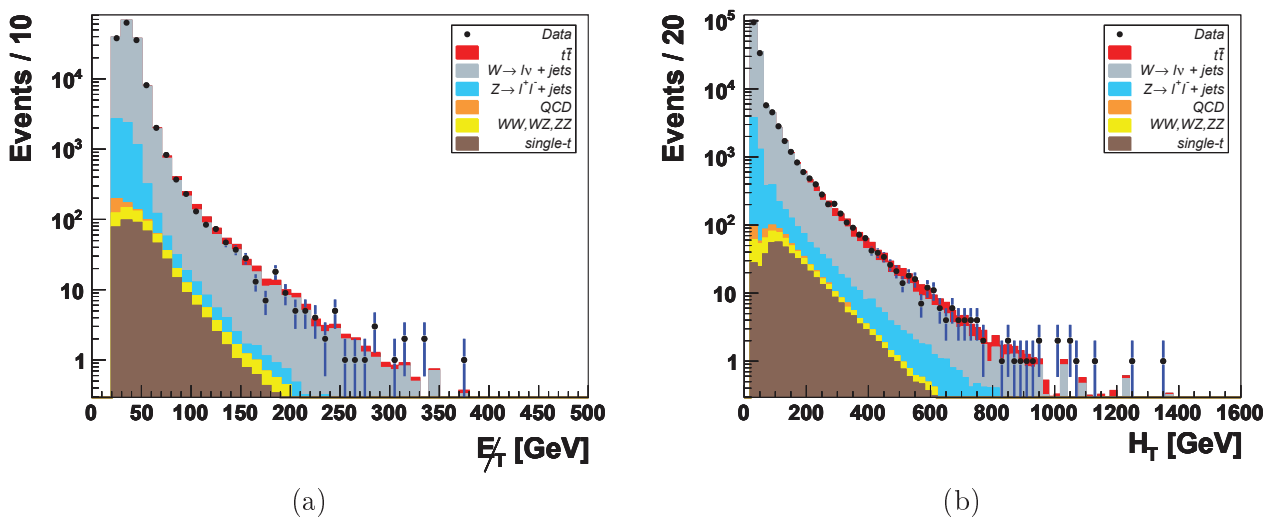


FIG. 4.22 – Distribution de l'énergie transverse manquante (a) et de  $H_T$  (b) pour les événements passant la sélection  $W \rightarrow l\nu$  décrite dans le texte.

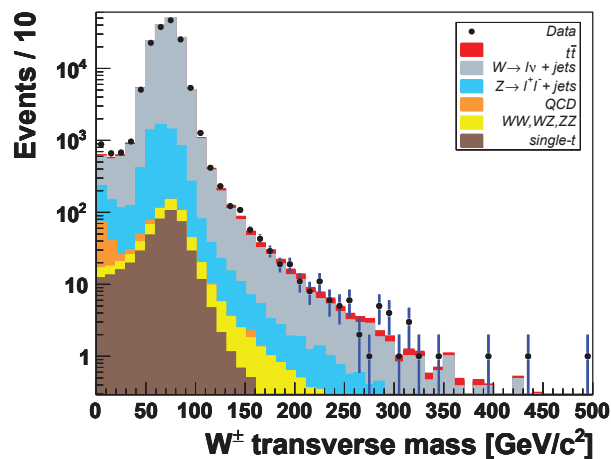


FIG. 4.23 – Masse transverse du boson  $W^\pm$  pour les événements passant la sélection  $W \rightarrow l\nu$  décrite dans le texte.

### Sélection d'événements $t\bar{t}$ avec un état final 3 jets + $\cancel{E}_T$ + 1 muon - Présélection du signal

Cette dernière comparaison a pour but de tester le fond  $t\bar{t}$  dans ses processus de désintégrations contenant au moins un muon dans l'état final. La sélection des événements est identique à celle du processus  $W^\pm \rightarrow l^\pm \nu_l$  avec une condition supplémentaire sur les jets. En effet, comme le montre la figure 4.24, la présence d'au minimum trois jets avec une impulsion transverse supérieure à  $30 \text{ GeV}$  est requise. Ces jets proviennent de l'hadronisation des deux quarks  $b$  et des deux quarks légers issus de la désintégration d'un des deux  $W$ , d'un muon issu de l'autre boson  $W$  et de l'énergie transverse manquante  $> 20 \text{ GeV}$  issue du neutrino :

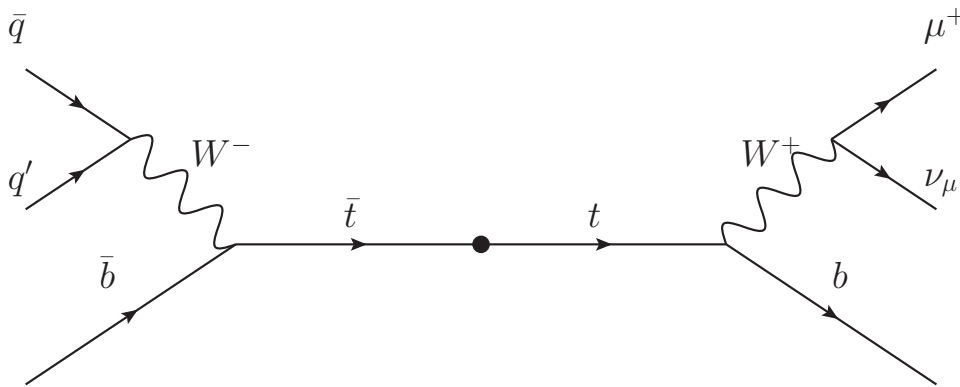


FIG. 4.24 – Diagramme de Feynmann de la désintégration d'une paire  $t\bar{t}$  dans le canal semi-muonique.

Les mêmes distributions que précédemment sont présentées sur les figures 4.25, 4.26 et 4.27. L'accord entre données et simulations reste bon même si quelques événements de données se détachent dans les queues de distribution. Cela est néanmoins contenu dans les incertitudes statistiques et systématiques (6 événements observés pour 3 attendus).

Sur chacune de ces figures, un point de signal correspondant à  $m_{\tilde{g}} = 350 \text{ GeV}/c^2$ ,  $m_{\tilde{t}_1} = 140 \text{ GeV}/c^2$  et  $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 120 \text{ GeV}/c^2$  a été représenté. On rappelle que l'état final du signal est proche de l'état final du fond  $t\bar{t}$ . Par conséquent, Les distributions du signal et de ce bruit de fond en particulier sont très similaires et il va être difficile de discriminer les deux sans avoir une perte d'efficacité sur le signal supersymétrique. Le tableau 4.8 montre le nombre d'événements passant les critères de présélection pour chaque fond du Modèle standard, le signal supersymétrique et les données avec les efficacités respectives associées. Les efficacités correspondent au nombre d'événements qui ont passé les coupures divisé par le nombre d'événements générés.

Nom de l'échantillon	Nombre d'événements	Efficacités
Données	1013	
Total des fonds	985,5 ± 7,1	
$t\bar{t}$	400,9 ± 1,6	0,0336 ± 0,0003
$W^\pm$ + jets	466,9 ± 6,6	$3,75 \times 10^{-4} \pm 5,3 \times 10^{-6}$
$Z^0$ + jets	43,4 ± 1,4	$3,57 \times 10^{-4} \pm 1,2 \times 10^{-5}$
Top célibataire, voie $t$	51,6 ± 0,6	0,0201 ± 0,0002
Top célibataire, voie $s$	2,92 ± 0,03	0,0175 ± 0,0002
Top célibataire, voie $tW$	6,15 ± 0,05	0,0336 ± 0,0003
QCD	3,95 ± 1,31	$1,25 \times 10^{-6} \pm 4,1 \times 10^{-7}$
Diboson $WW$	7,45 ± 0,09	$4,35 \times 10^{-3} \pm 5,0 \times 10^{-5}$
Diboson $WZ$	1,35 ± 0,02	$3,17 \times 10^{-3} \pm 3,8 \times 10^{-5}$
Diboson $ZZ$	0,86 ± 0,02	$1,20 \times 10^{-3} \pm 2,4 \times 10^{-5}$
Signal ( $m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ) = (350, 140, 120)	135,7 ± 2,1	0,140 ± 0,002

TAB. 4.8 – Nombre d'événements passant les critères de présélection du signal : 3 jets  $> 30$  GeV,  $\cancel{E}_T > 20$  GeV et présence d'un muon et efficacités. Les incertitudes sont les incertitudes statistiques seulement.

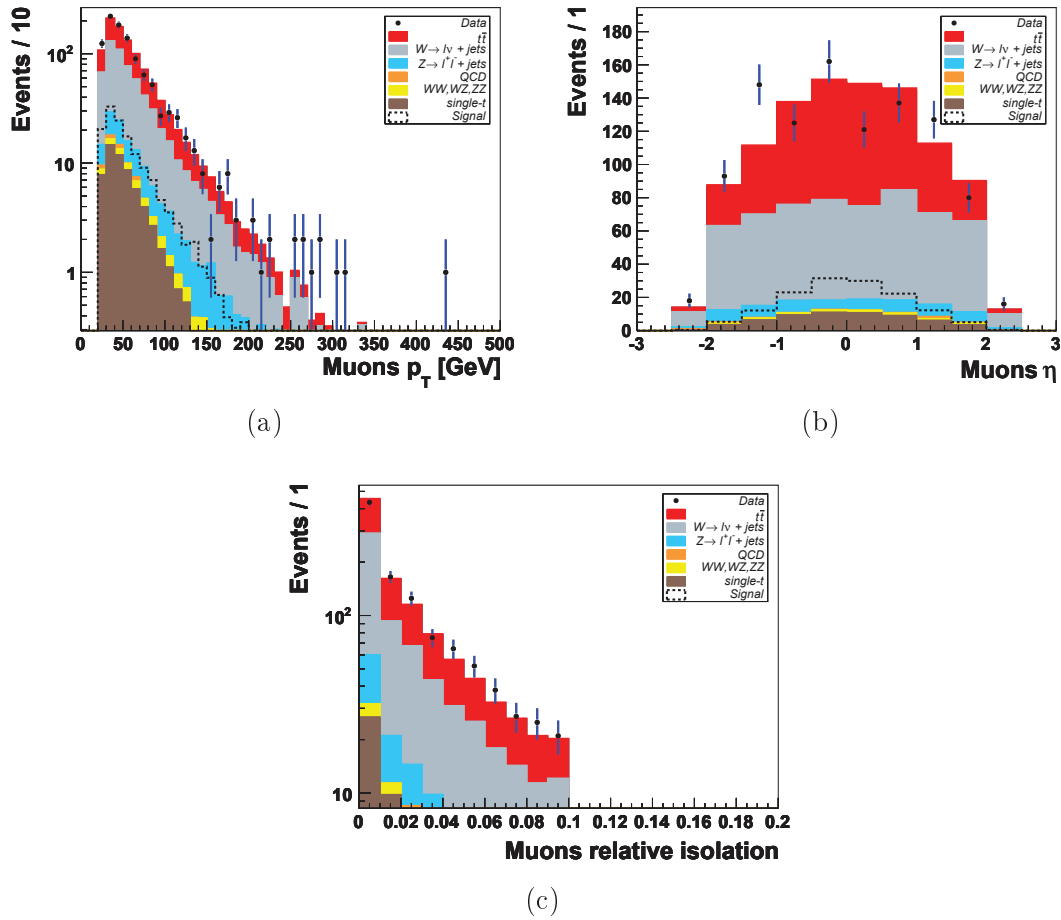


FIG. 4.25 – Distribution du  $p_T$  (a),  $\eta$  (b) et de l'isolation relative (c) des muons passant les critères de présélection du signal.

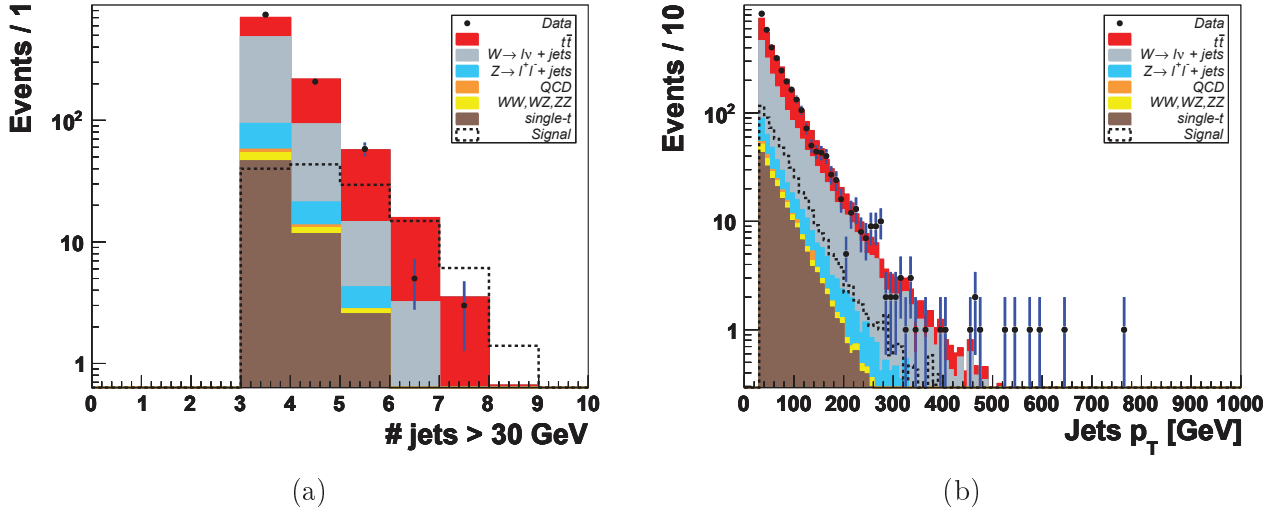


FIG. 4.26 – Distribution du nombre de jets de plus de  $30 \text{ GeV}$  (a) et du  $p_T$  de ces jets (b) passant les critères de présélection du signal.

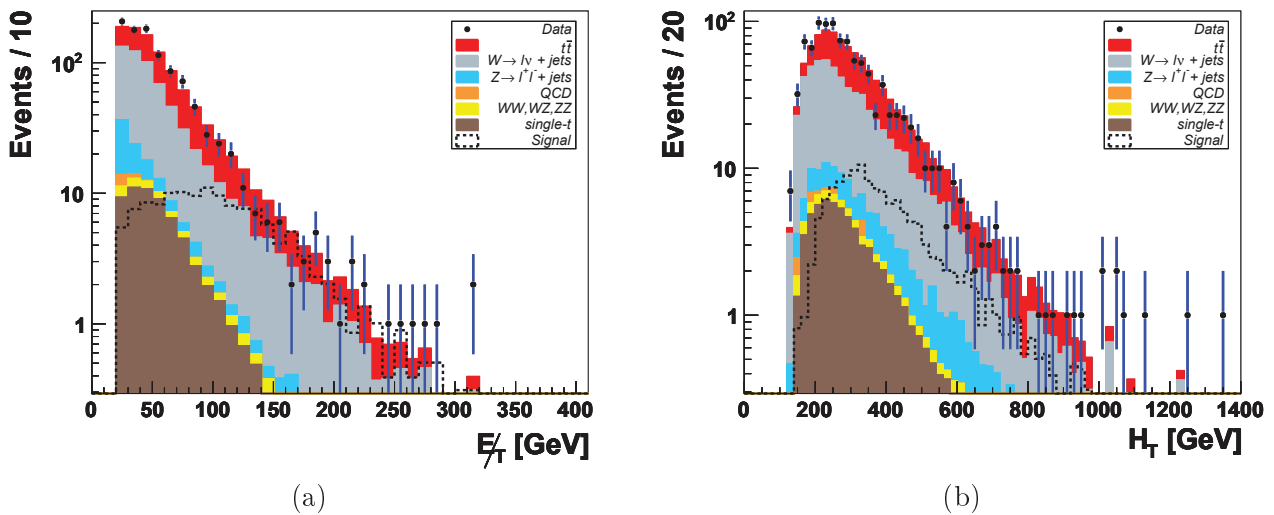


FIG. 4.27 – Distribution de l'énergie transverse manquante (a) et de  $H_T$  (b) passant les critères de présélection du signal.

### 4.3.3 Optimisation finale

L'optimisation finale a pour objectif de trouver le meilleur jeu de coupure qui minimise le niveau de confiance attendu  $CL_s^{exp}$ . Trois observables sont utilisées pour cette optimisation : le nombre de jets, l'énergie transverse manquante  $\cancel{E}_T$ , la somme scalaire des jets et des muons  $H_T$ . Un des moyens de discriminer le signal du bruit de fond  $t\bar{t}$  est de sélectionner les événements à forte  $\cancel{E}_T$  et haute  $H_T$ . En effet, la présence des neutralinos, source d'énergie transverse manquante et de jets supplémentaires, fournisseur principal de  $H_T$ , sont des différences importantes entre le signal et ce bruit de fond. L'optimisation est effectuée pour chaque point de signal.

#### Méthode statistique

La méthode fréquentiste basée sur le calcul d'un niveau de confiance  $CL_s$  [69, 70] est utilisée. Cette méthode est basée sur un test statistique de deux hypothèses : soit le signal est absent et les données sont en accord avec le bruit de fond seulement ( $b$ ) ; soit il est présent et les données sont en accord avec l'hypothèse signal plus bruit de fond ( $s + b$ ). L'observable sur laquelle est effectuée le test statistique  $Q$ , correspondant à un rapport de vraisemblance (*likelihood ratio*), dans cette recherche est le nombre d'événements qui ont satisfait les critères de sélection. Le niveau de confiance de l'hypothèse  $s + b$  est alors donné par :

$$CL_{s+b} = P_{s+b}(Q \leq Q_{obs}) \quad (4.13)$$

où  $P_{s+b}(Q \leq Q_{obs})$  est la probabilité que la valeur du test soit inférieure ou égale à la valeur observée dans les données  $Q_{obs}$  :

$$P_{s+b}(Q \leq Q_{obs}) = \int_{-\infty}^{Q_{obs}} \frac{dP_{s+b}}{dQ} dQ, \quad (4.14)$$

où  $dP_{s+b}/dQ$  est la fonction de densité de probabilité du test pour l'hypothèse  $s + b$ . De faibles valeurs de  $CL_{s+b}$  indiquent une faible compatibilité de l'hypothèse  $s + b$  et favorise l'hypothèse  $b$ . De la même manière, le niveau de confiance pour l'hypothèse du bruit de fond seul est donné par :

$$CL_b = \int_{-\infty}^{Q_{obs}} \frac{dP_b}{dQ} dQ, \quad (4.15)$$

si cette valeur est proche de 1, l'hypothèse  $b$  est alors peu compatible et l'hypothèse  $s + b$  est favorisée.

Afin d'être totalement conservatif et de pouvoir correctement chiffrer une exclusion, le  $CL_s$  est calculé comme :

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \quad (4.16)$$

Les valeurs du  $CL_{s+b}$  et du  $CL_b$  sont calculées de deux manières différentes : soit en utilisant le nombre d'événements dans les données, aboutissant sur un niveau de confiance  $CL_s^{obs}$  observé ; soit en reproduisant les données par un grand nombre de pseudo-expériences à travers une distribution de Poisson, cela correspond au niveau de confiance  $CL_s^{exp}$  attendu. La valeur du  $CL_s^{exp}$  caractérise la sensibilité de l'analyse. En comparaison avec le  $CL_s^{obs}$ , il est possible de savoir si un excès est présent ou non dans les données. En effet, une grande différence entre les deux montrent que l'hypothèse bruit de fond seul, privilégiée dans le calcul du  $CL_s^{exp}$ , ne correspond pas à ce qui est observé. La valeur minimale du  $CL_s^{exp}$  fixe donc les meilleures coupures en nombre de jets,  $\cancel{E}_T$  et  $H_T$  à appliquer, et une comparaison avec le  $CL_s^{obs}$  est ensuite effectuée.

La valeur du  $CL_s^{obs}$  permet quant-à-elle de savoir si le point de signal étudié est exclu ou non dans le cas où aucun excès significatif de données n'a été découvert dans les différentes comparaisons entre données et simulation des fonds du Modèle Standard. En effet, si ce chiffre est inférieur à 0,05, on estime que le signal est exclu à 95 % de niveau de confiance. Le  $CL_s^{obs}$  est calculée pour chaque point de signal et pour les jeux de coupures qui minimisent le  $CL_s^{exp}$ .

### Incertitudes systématiques

Les incertitudes systématiques sur les coupures de sélection sont utilisées lors du calcul du niveau de confiance. Plus ces incertitudes sont faibles, plus la valeur du  $CL_s$  sera faible donc plus l'exclusion sera accessible.

### Incertitudes théoriques

Les incertitudes théoriques sur les sections efficaces de production du signal et des fonds suivantes ont été calculées :

- Les incertitudes systématiques sur le calcul de la section efficace de production du signal (section 4.2.1) ont été prises en compte en utilisant, lors de la normalisation, la section efficace minimale.
- Le tableau 4.9 montrent les incertitudes liées au calcul des sections efficaces (PDF et échelles) des fonds principaux du Modèle Standard. Chaque erreur est appliquée au fond associé et propagée tout le long de l'analyse. L'erreur finale sur le fond total correspond à la somme quadratique de chaque erreur.

Les sections efficaces NNLO pour les productions des bosons  $Z$  et  $W$  ont été calculées avec FEWZ [71] et vérifiées avec DYNNLO [72] en utilisant les prédictions fournies par MSTW08 [73] pour les PDF. Pour les autres processus, les sections efficaces NLO ont été déterminées à l'aide de MCFM 5.8 [74] et MC@NLO v3.4 [75]. Les lots de PDF utilisés correspondent à ceux indiqués par MSTW08 [73], CTEQ6.6 [61] et NNPDF2.0 [76].

Processus	$\sigma_{NNLO}$ (pb)	$\Delta\sigma_{PDF}$ (pb)	$\Delta\sigma_\mu$	$\Delta\sigma_{NNLO}$ (pb)
$pp \rightarrow W \rightarrow l\nu$	31314	$\pm 1504$	$\pm 407$	$\pm 1558$
$pp \rightarrow Z/\gamma \rightarrow ll, m_{ll} > 50 \text{ GeV}$	3048	$\pm 128$	$\pm 34$	$\pm 132$
	$\sigma_{NLO}$ (pb)	$\Delta\sigma_{PDF}$ (pb)	$\Delta\sigma_\mu$	$\Delta\sigma_{NLO}$ (pb)
$pp \rightarrow t\bar{t}$	165,0	$\pm 14,7$	+18,0 -19,5	+23,2 -24,4
$pp \rightarrow t+$ c.c., voie $s$	4,21	$\pm 0,16$	+0,11 -0,09	+0,19 -0,18
$pp \rightarrow t+$ c.c., voie $t$	64,6	$\pm 3,0$	+1,5 -1,1	+3,4 -3,2
$pp \rightarrow tW, (W \rightarrow l\nu)$	4,66	$\pm 0,58$	+0,20 -0,55	+0,61 -0,80

TAB. 4.9 – Sections efficaces et incertitudes systématiques associées pour les principaux fonds du Modèle Standard.



### Incertitudes systématiques sur l'échelle de d'énergie des jets

L'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets (JES pour *Jet Energie Scale*) est estimée en prenant la variation maximale trouvée lorsque l'analyse est refaite avec une JES ajoutée ou soustraite de  $1 \times \sigma$ . En effet, cette valeur est très sensible au jeu de sélections choisi et varie entre 15 et 30 % pour le bruit de fond total et 10 et 25 % pour le signal. Cette différence entre signal et bruit de fond s'explique par le fait que les distributions en  $\cancel{E}_T$  et  $H_T$ , deux variables directement affectées par la JES, ont une pente négative légèrement plus forte pour le fond par rapport au signal (section 4.8, figure 4.27); ainsi, une modification de  $\pm 1\sigma$  aura un impact plus important sur le bruit de fond.

Les tableaux 4.10 et 4.11 montrent pour deux points de signal avec des efficacités très différentes les jeux de sélections minimisant le  $CL_s^{exp}$ , le nombre d'événements pour les données et les bruits de fonds principaux et les incertitudes systématiques liées à la JES. Quelques distributions sont montrées sur les figures 4.28 et 4.29 pour le premier point et 4.30 et 4.31 pour le second. L'accord entre données et simulation est correct malgré le peu de statistiques.

Signal	$m_{\tilde{g}}$	$m_{\tilde{t}_1}$	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$
	350	140	135
Sélections	Nombre de jets	$\cancel{E}_T$	$H_T$
	4	125	200
$CL_s$	$CL_s^{exp}$	$CL_s^{obs}$	Efficacité sur le signal
	0,995	0,997	3,38 %
Echantillon	Nombre d'événements	Incertitudes systématiques JES	
Données	20		
Total des fonds	22,4	+23,7 – 18,8 %	
$t\bar{t}$	14,8	+22,2 – 18,2 %	
$W^\pm$ + jets	6,5	+27,4 – 19,6 %	
Top célibataire	0,7	+31,6 – 23,6 %	
$Z^0$ + jets	0,4	+23,1 – 17,8 %	
Signal	32,9	+14,7 – 14,9 %	

TAB. 4.10 – Résumé pour un point de signal  $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, \tilde{\chi}_1^0) = (350, 140, 135)$  du meilleur jeu de sélections, des  $CL_s$  et de l'efficacité puis du détail du nombre d'événements et des incertitudes systématiques liées à l'échelle d'énergie des jets pour les bruits de fonds principaux.

Signal	$m_{\tilde{g}}$	$m_{\tilde{t}_1}$	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$
	500	175	60
Sélections	Nombre de jets	$\cancel{E}_T$	$H_T$
	4	125	500
$CL_s$	$CL_s^{exp}$	$CL_s^{obs}$	Efficacité sur le signal
	0,883	0,883	8,62 %
Echantillon	Nombre d'événements		Incertitudes systématiques JES
Données	9		
Total des fonds	9,2		+27,5 – 22,9 %
$t\bar{t}$	6,3		+25,3 – 22,3 %
$W^\pm$ + jets	2,6		+31,0 – 24,7 %
Top célibataire	0,3		+48,5 – 24,1 %
$Z^0$ + jets	0,1		+5,2 – 2,2 %
Signal	8,0		+9,6 – 10,2 %

TAB. 4.11 – Résumé pour un point de signal  $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, \tilde{\chi}_1^0) = (500, 175, 60)$  du meilleur jeu de sélections, des  $CL_s$  et de l'efficacité puis du détail sur le nombre d'événements et des incertitudes systématiques liées à l'échelle d'énergie des jets pour les bruits de fonds principaux.

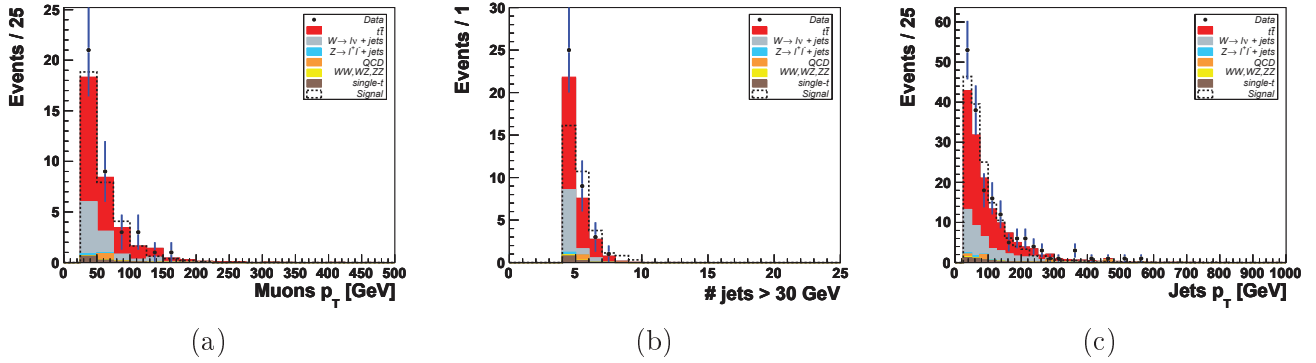


FIG. 4.28 – Distribution du  $p_T$  (a) des muons, du nombre de jets de plus de 30  $GeV$  (b) et du  $p_T$  de ces jets (c) pour les événements passant les sélections indiquées dans le tableau 4.10,  $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, \tilde{\chi}_1^0) = (350, 140, 135)$ .

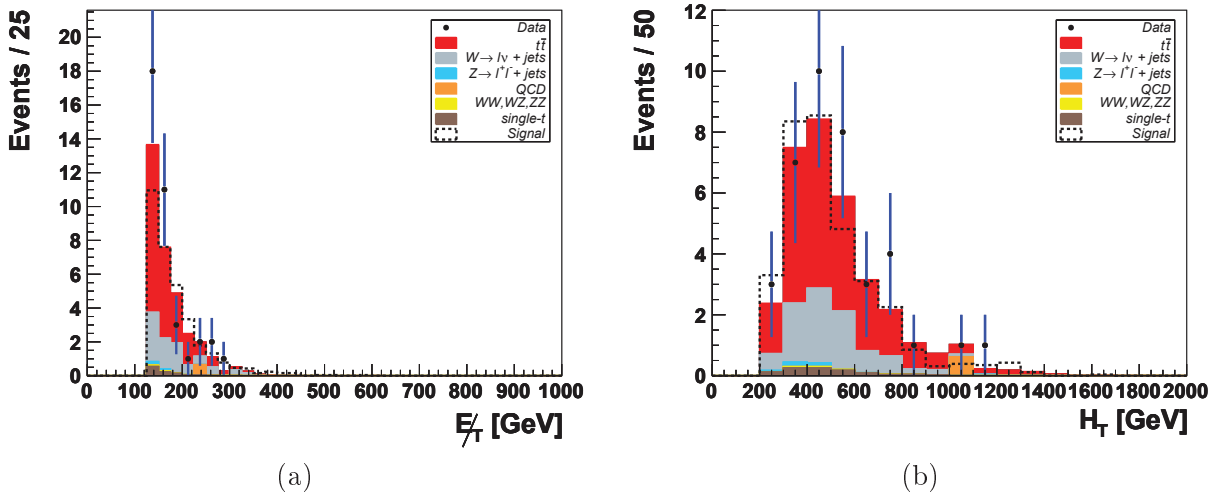


FIG. 4.29 – Distribution de l'énergie transverse manquante  $E_T$  (a) et de  $H_T$  (b) pour les événements passant les sélections indiquées dans le tableau 4.10,  $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, \tilde{\chi}_1^0) = (350, 140, 135)$ .

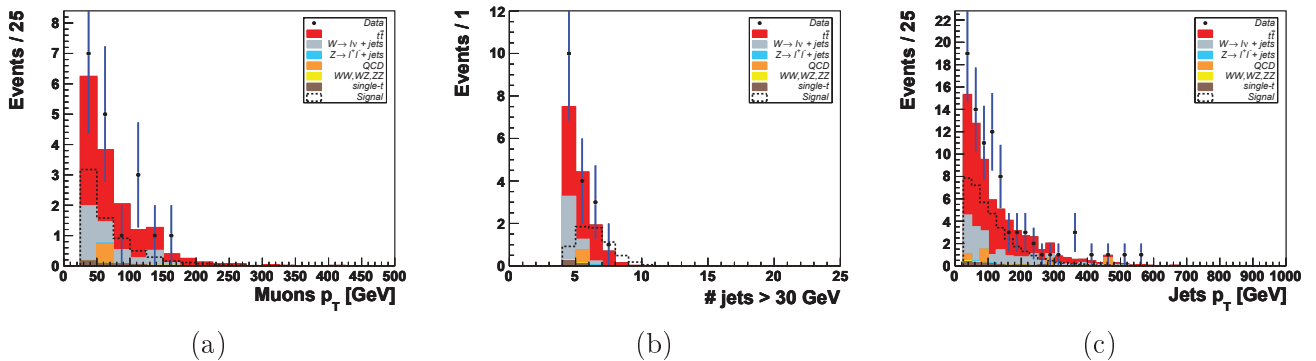


FIG. 4.30 – Distribution du  $p_T$  (a) des muons, du nombre de jets de plus de 30  $GeV$  (b) et du  $p_T$  de ces jets (c) pour les événements passant les sélections indiquées dans le tableau 4.11,  $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, \tilde{\chi}_1^0) = (500, 175, 60)$ .

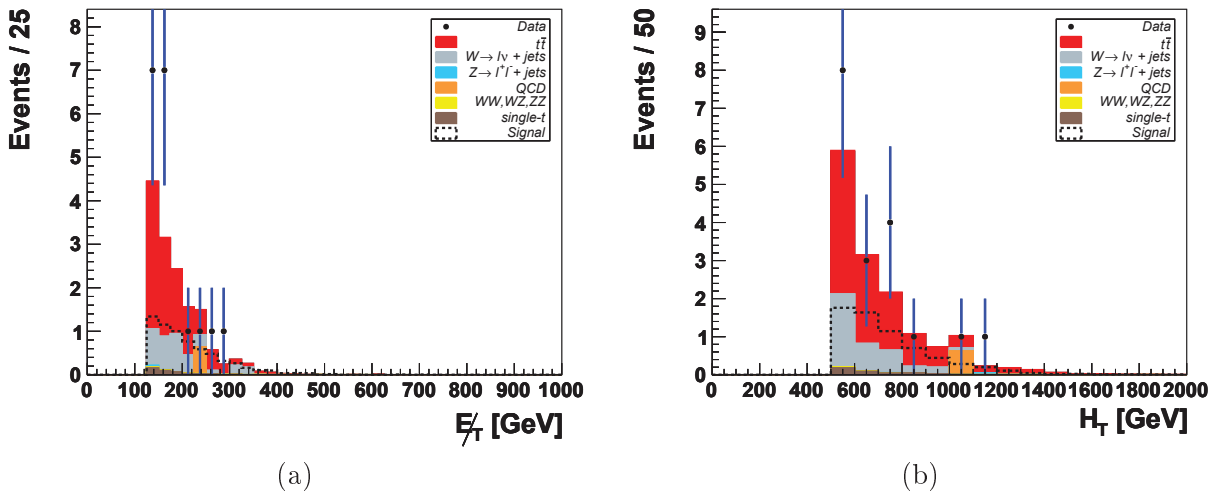


FIG. 4.31 – Distribution de l'énergie transverse manquante  $E_T$  (a) et de  $H_T$  pour les événements passant les sélections indiquées dans le tableau 4.11,  $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, \tilde{\chi}_1^0) = (500, 175, 60)$ .

### Autres incertitudes

Trois autres incertitudes systématiques ont été étudiées :

- les incertitudes liées à la reconstruction, aux critères de sélection du muon et sur l'efficacité de la simulation du trigger sur les fonds Monte Carlo correspondent à une incertitude globale de 3 % [77] ;
- l'incertitude sur l'impact des phénomènes sous-jacents (processus induits par les quarks spectateurs) a été calculée en utilisant deux lots du fond Monte Carlo  $t\bar{t}$  ou ces phénomènes ont été mis au point de deux manières différentes (TUNEZ2 et TUNED6T). L'impact très faible (inférieur au pourcent) permet de négliger cette incertitude ;
- l'incertitude sur la luminosité a été calculée au sein de CMS et a été estimée pour les données 2010 à 4 % [78].

### Détermination des masses limites

Les tableaux 4.12 et 4.13 montrent, pour les deux masses de gluinos considérées, les meilleurs jeux de sélections pour chaque point, les différents nombres d'événements avec leurs incertitudes statistiques et systématiques (seule l'incertitude sur la JES est montrée car elle a été calculée pour chaque point) et l'efficacité de la sélection. On remarque deux comportements distincts : pour des faibles masses de gluinos, les  $CL_s^{exp}$  sont très faibles et donc le point est facilement exclu et globalement seule de grandes variations en  $H_T$  sont notables. Pour les grandes masses de gluinos, on remarque que de manière générale pour chaque  $m_{\tilde{t}_1}$  la coupure en  $H_T$  diminue tandis que la coupure en  $E_T$  augmente. Cela s'explique par le fait que, en se dirigeant vers les faibles  $\Delta m$  entre la masse du stop et la masse du neutralino, les jets issus de l'hadronisation du quark  $c$  sont plus faibles alors que l'énergie du neutralino augmente en parallèle, donc que  $H_T$  diminue tandis que l'énergie transverse manquante augmente. De plus, on s'aperçoit que l'efficacité du signal diminue, rendant très difficile l'exclusion dans ces zones.

$m_{\tilde{g}}$	$m_{\tilde{t}_1}$	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	$n_{jets}$	$H_T$	$\cancel{E}_T$	$N_{data}$	$N_{fonds}$ (stat) (JES)	$N_{signal}$ (stat) (JES)	Efficacité
315	100	60	4	450	50	45	$52,0 \pm 1,3 +8,6 -7,4$	$65,9 \pm 1,9 +8,9 -6,6$	4,3 %
315	100	80	4	300	75	46	$63,5 \pm 1,4 +12,3 -9,5$	$83,6 \pm 2,2 +10,0 -6,7$	5,5 %
315	100	95	4	300	75	46	$63,5 \pm 1,4 +12,3 -9,5$	$72,4 \pm 2,0 +8,4 -9,1$	4,8 %
315	120	60	4	500	75	17	$23,5 \pm 0,9 +5,2 -5,2$	$46,5 \pm 1,6 +6,8 -5,3$	3,1 %
315	120	80	4	400	50	54	$69,5 \pm 1,5 +11,2 -9,0$	$78,6 \pm 2,1 +9,8 -8,2$	5,2 %
315	120	100	4	250	25	217	$244,1 \pm 2,8 +25,3 -20,3$	$132,3 \pm 2,7 +7,8 -8,7$	8,7 %
315	120	115	4	200	50	128	$150,9 \pm 2,1 +21,4 -17,3$	$99,9 \pm 2,4 +8,2 -7,7$	6,6 %
315	140	60	4	500	25	44	$57,2 \pm 1,4 +8,6 -9,0$	$61,7 \pm 1,9 +6,9 -5,8$	4,1 %
315	140	80	4	400	25	88	$110,8 \pm 1,9 +13,4 -11,1$	$91,6 \pm 2,3 +8,9 -7,6$	6,0 %
315	140	100	4	300	25	168	$198,7 \pm 2,5 +22,0 -17,0$	$130,9 \pm 2,7 +8,9 -9,4$	8,6 %
315	140	120	4	200	25	251	$267,8 \pm 2,9 +26,5 -20,3$	$122,8 \pm 2,6 +7,6 -7,2$	8,1 %
315	140	135	4	200	25	251	$267,8 \pm 2,9 +26,5 -20,3$	$91,1 \pm 2,3 +6,6 -6,7$	6,0 %

TAB. 4.12 – Pour chaque point dans le plan  $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$  et pour une masse de gluino  $m_{\tilde{g}} = 315 \text{ GeV}/c^2$ , le tableau présente le meilleur jeu de sélections, le nombre d'événements de données, le nombre d'événements de fonds et de signaux avec leurs incertitudes statistiques et systématiques, et l'efficacité pour le signal.

$m_{\tilde{g}}$	$m_{\tilde{t}_1}$	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	$n_{jets}$	$H_T$	$\cancel{E}_T$	$N_{data}$	$N_{fonds}$ (stat) (JES)	$N_{signal}$ (stat) (JES)	Efficacité
425	100	60	4	400	100	16	$25.8 \pm 0.9 +5.3 -4.8$	$19.7 \pm 0.4 +1.6 -1.7$	8.7 %
425	100	80	4	350	175	6	$6.8 \pm 0.5 +1.5 -1.6$	$9.9 \pm 0.3 +1.5 -1.1$	4.4 %
425	100	95	4	350	175	6	$6.8 \pm 0.5 +1.5 -1.6$	$10.1 \pm 0.3 +1.0 -1.2$	4.4 %
425	120	60	4	400	100	16	$25.8 \pm 0.9 +5.3 -4.8$	$20.0 \pm 0.4 +2.1 -2.0$	8.8 %
425	120	80	4	350	125	19	$18.4 \pm 0.8 +4.4 -3.5$	$16.0 \pm 0.4 +1.8 -1.6$	7.1 %
425	120	100	4	350	175	6	$6.8 \pm 0.5 +1.5 -1.6$	$9.3 \pm 0.3 +1.5 -1.5$	4.1 %
425	120	115	4	350	175	6	$6.8 \pm 0.5 +1.5 -1.6$	$8.9 \pm 0.3 +1.3 -1.3$	3.9 %
425	140	60	4	400	100	16	$25.8 \pm 0.9 +5.3 -4.8$	$20.3 \pm 0.4 +1.9 -1.9$	8.9 %
425	140	80	4	400	100	16	$25.8 \pm 0.9 +5.3 -4.8$	$18.9 \pm 0.4 +2.0 -2.0$	8.3 %
425	140	100	4	300	125	20	$20.7 \pm 0.8 +5.1 -4.0$	$16.4 \pm 0.4 +1.9 -1.8$	7.2 %
425	140	120	4	350	175	6	$6.8 \pm 0.5 +1.5 -1.6$	$8.6 \pm 0.3 +1.3 -1.1$	3.8 %
425	140	135	4	350	175	6	$6.8 \pm 0.5 +1.5 -1.6$	$7.9 \pm 0.3 +1.1 -1.0$	3.5 %
425	160	60	4	400	100	16	$25.8 \pm 0.9 +5.3 -4.8$	$21.0 \pm 0.4 +2.0 -1.8$	9.2 %
425	160	80	4	400	100	16	$25.8 \pm 0.9 +5.3 -4.8$	$18.8 \pm 0.4 +2.0 -1.8$	8.3 %
425	160	100	4	400	100	16	$25.8 \pm 0.9 +5.3 -4.8$	$17.7 \pm 0.4 +1.6 -1.5$	7.8 %
425	160	120	4	300	125	20	$20.7 \pm 0.8 +5.1 -4.0$	$15.8 \pm 0.4 +1.8 -1.9$	7,0 %
425	160	140	4	350	175	6	$6.8 \pm 0.5 +1.5 -1.6$	$7.6 \pm 0.2 +1.4 -1.1$	3.4 %
425	160	155	4	250	175	6	$7.0 \pm 0.5 +1.8 -1.7$	$8.2 \pm 0.3 +1.3 -1.1$	3.6 %
425	175	60	4	400	100	16	$25.8 \pm 0.9 +5.3 -4.8$	$20.8 \pm 0.4 +1.9 -1.9$	9.2 %
425	175	80	4	400	100	16	$25.8 \pm 0.9 +5.3 -4.8$	$19.6 \pm 0.4 +2.1 -1.9$	8.6 %
425	175	100	4	400	100	16	$25.8 \pm 0.9 +5.3 -4.8$	$17.6 \pm 0.4 +1.8 -1.8$	7.8 %
425	175	120	4	300	125	20	$20.7 \pm 0.8 +5.1 -4.0$	$14.6 \pm 0.3 +2.1 -1.7$	6.5 %
425	175	140	4	200	125	20	$22.4 \pm 0.8 +5.3 -4.2$	$14.7 \pm 0.3 +1.7 -1.7$	6.5 %
425	175	160	4	300	150	11	$11.8 \pm 0.6 +3.7 -2.4$	$9.6 \pm 0.3 +1.1 -1.4$	4.2 %

TAB. 4.13 – Pour chaque point dans le plan  $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$  et pour une masse de gluino  $m_{\tilde{g}} = 425 \text{ GeV}/c^2$ , le tableau présente le meilleur jeu de sélections, le nombre d'événements de données, le nombre d'événements de fonds et de signaux avec leurs incertitudes statistiques et systématiques, et l'efficacité pour le signal.

Les points de masse sont exclus lorsque  $(1 - CL_s^{exp}) > 0,95$ . Pour chaque point les valeurs de  $(1 - CL_s^{exp})$  et  $(1 - CL_s^{obs})$  ont été calculés et sont montrés dans les tableaux A.1, A.2, A.3 et A.4 en annexe. Les lignes grisées représentent les points qui n'ont pu être exclus. Comme attendu, les points à faible  $\Delta(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$  ou à très hautes masses de gluinos ( $m_{\tilde{g}} > 425 \text{ GeV}$ ) ne sont pas exclus. Les points générés en particulier à  $m_{\tilde{g}} = 425 \text{ GeV}$  montrent la limite cinématique de l'analyse avec des valeurs de  $(1 - CL_s^{obs})$  oscillant autour de 0,95 comme décrit sur le tableau 4.14.

$m_{\tilde{g}}$ ( $\text{GeV}/c^2$ )	$m_{\tilde{t}_1}$ ( $\text{GeV}/c^2$ )	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ( $\text{GeV}/c^2$ )	$1 - CL_s^{exp}$	$1 - CL_s^{obs}$
425	100	60	0,939	0,922
425	100	80	0,955	0,955
425	100	95	0,966	0,966
425	120	60	0,931	0,984
425	120	80	0,918	0,905
425	120	100	0,947	0,947
425	120	115	0,942	0,958
425	140	60	0,937	0,986
425	140	80	0,918	0,981
425	140	100	0,902	0,886
425	140	120	0,934	0,934
425	140	135	0,918	0,918
425	160	60	0,947	0,947
425	160	80	0,917	0,979
425	160	100	0,909	0,980
425	160	120	0,893	0,877
425	160	140	0,896	0,896
425	160	155	0,897	0,897
425	175	60	0,943	0,988
425	175	80	0,926	0,984
425	175	100	0,900	0,975
425	175	120	0,864	0,964
425	175	140	0,874	0,874
425	175	160	0,841	0,841

TAB. 4.14 – Niveaux de confiance attendus et observés pour chaque point généré pour  $m_{\tilde{g}} = 425 \text{ GeV}/c^2$ .

## Contours

Une interpolation linéaire est finalement effectuée afin de déterminer les zones d'exclusion. Ces zones d'exclusion sont montrées sur les figures 4.32, 4.33, 4.33, 4.34, 4.35 et 4.37. Les points dont la masse du gluino est supérieure à  $400 \text{ GeV}$  ne sont pas représentés car leurs limites sont inférieures à celles fixées par le Tevatron. Toutes les masses en dessous de la ligne continue noire sont exclues à 95 % de niveau de confiance dans le cadre des hypothèses fixées pour cette étude.

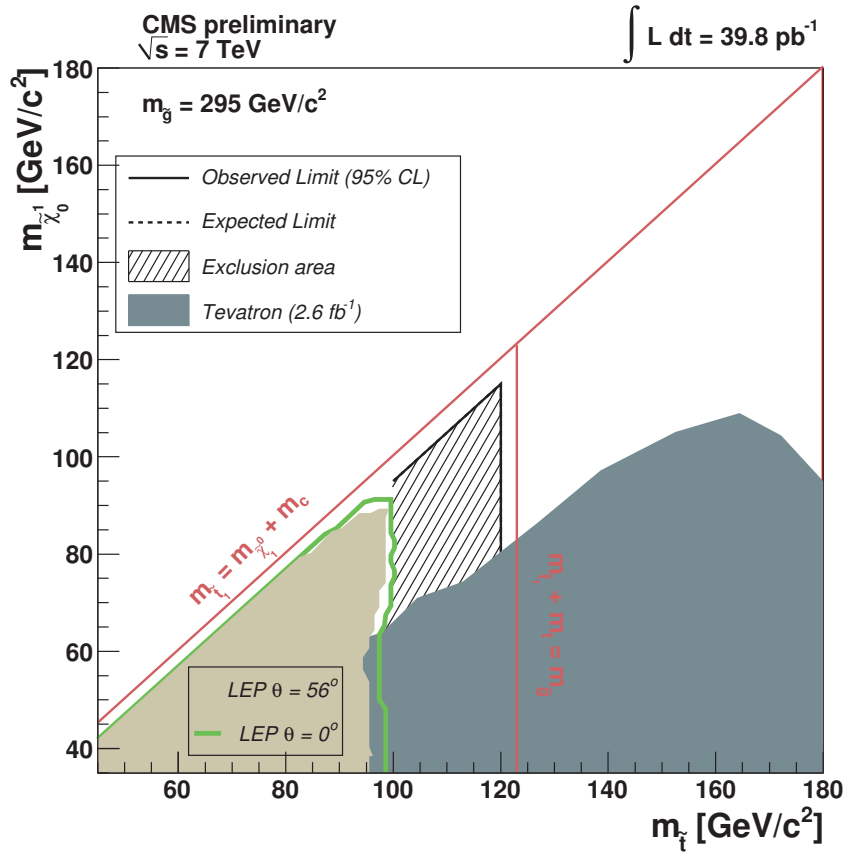


FIG. 4.32 – Limites observées (ligne continue noire) et attendues (ligne pointillée noire) à 95 % de niveau de confiance dans le plan  $(m_{\tilde{\chi}_0^0}, m_{\tilde{g}})$  pour une masse de gluino  $m_{\tilde{g}} = 295 \text{ GeV}/c^2$ .

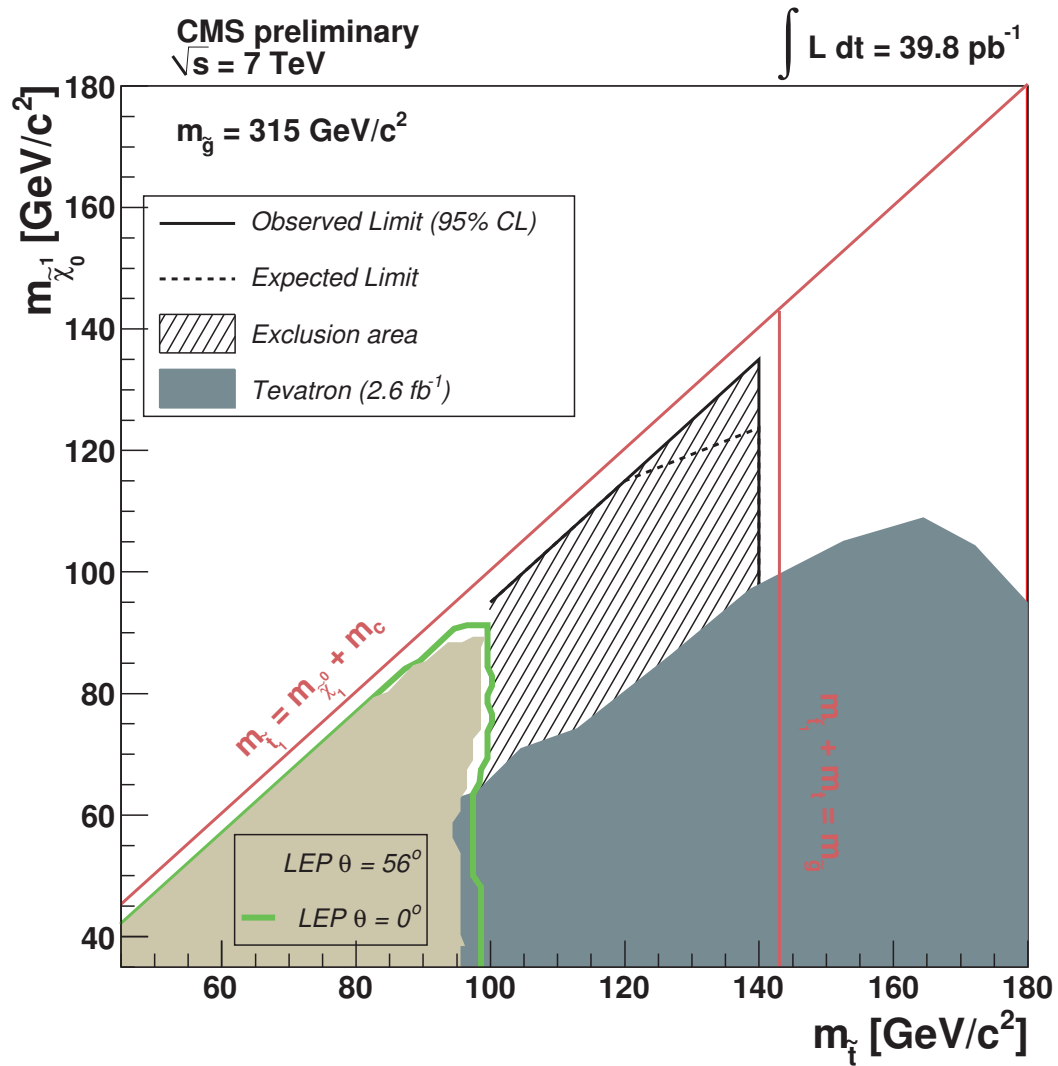


FIG. 4.33 – Limites observées (ligne continue noire) et attendues (ligne pointillée noire) à 95 % de niveau de confiance dans le plan  $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$  pour une masse de gluino  $m_{\tilde{g}} = 315 \text{ GeV}/c^2$ .



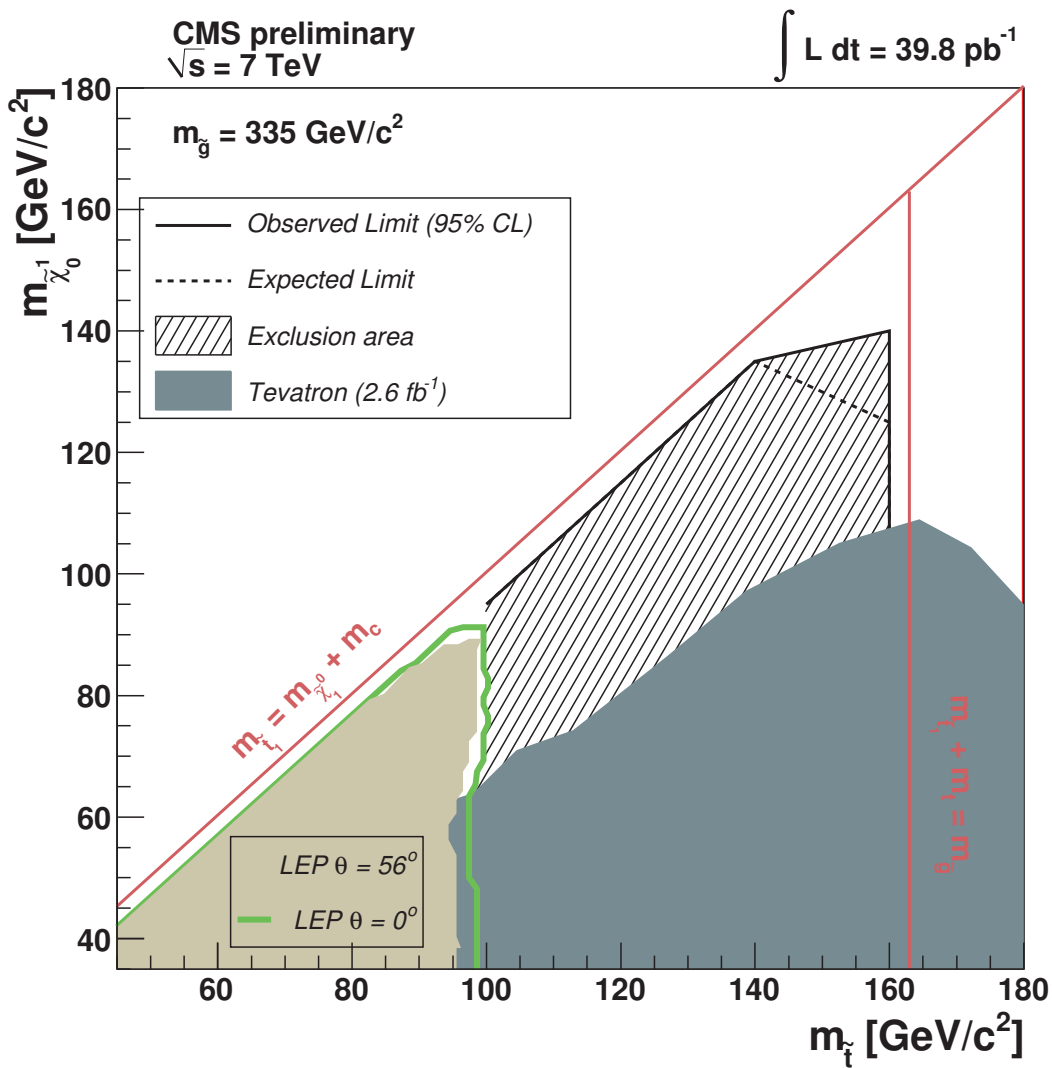


FIG. 4.34 – Limites observées (ligne continue noire) et attendues (ligne pointillée noire) à 95 % de niveau de confiance dans le plan  $(m_{\tilde{\tau}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$  pour une masse de gluino  $m_{\tilde{g}} = 335 \text{ GeV}/c^2$ .

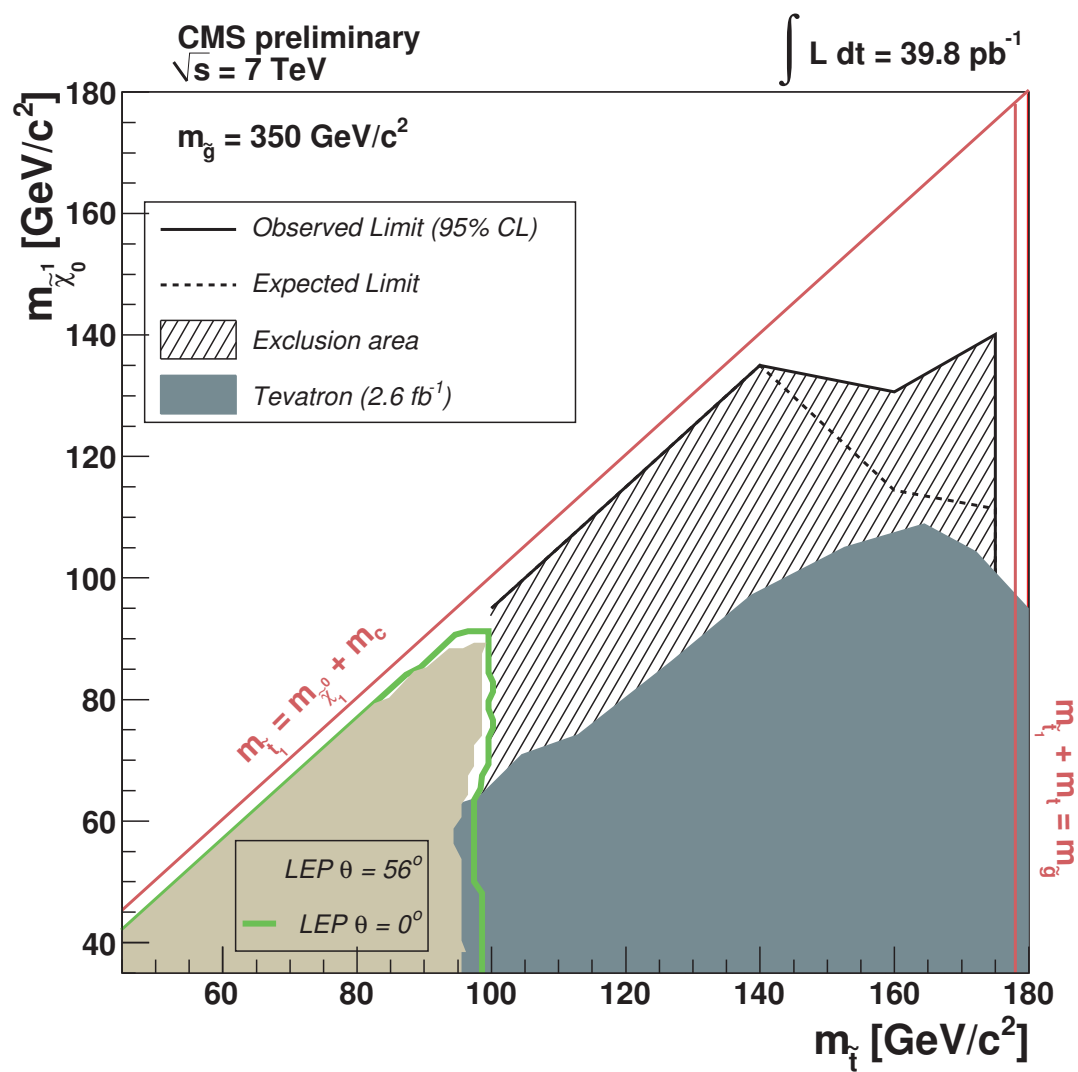


FIG. 4.35 – Limites observées (ligne continue noire) et attendues (ligne pointillée noire) à 95 % de niveau de confiance dans le plan  $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$  pour une masse de gluino  $m_{\tilde{g}} = 350 \text{ GeV}/c^2$ .

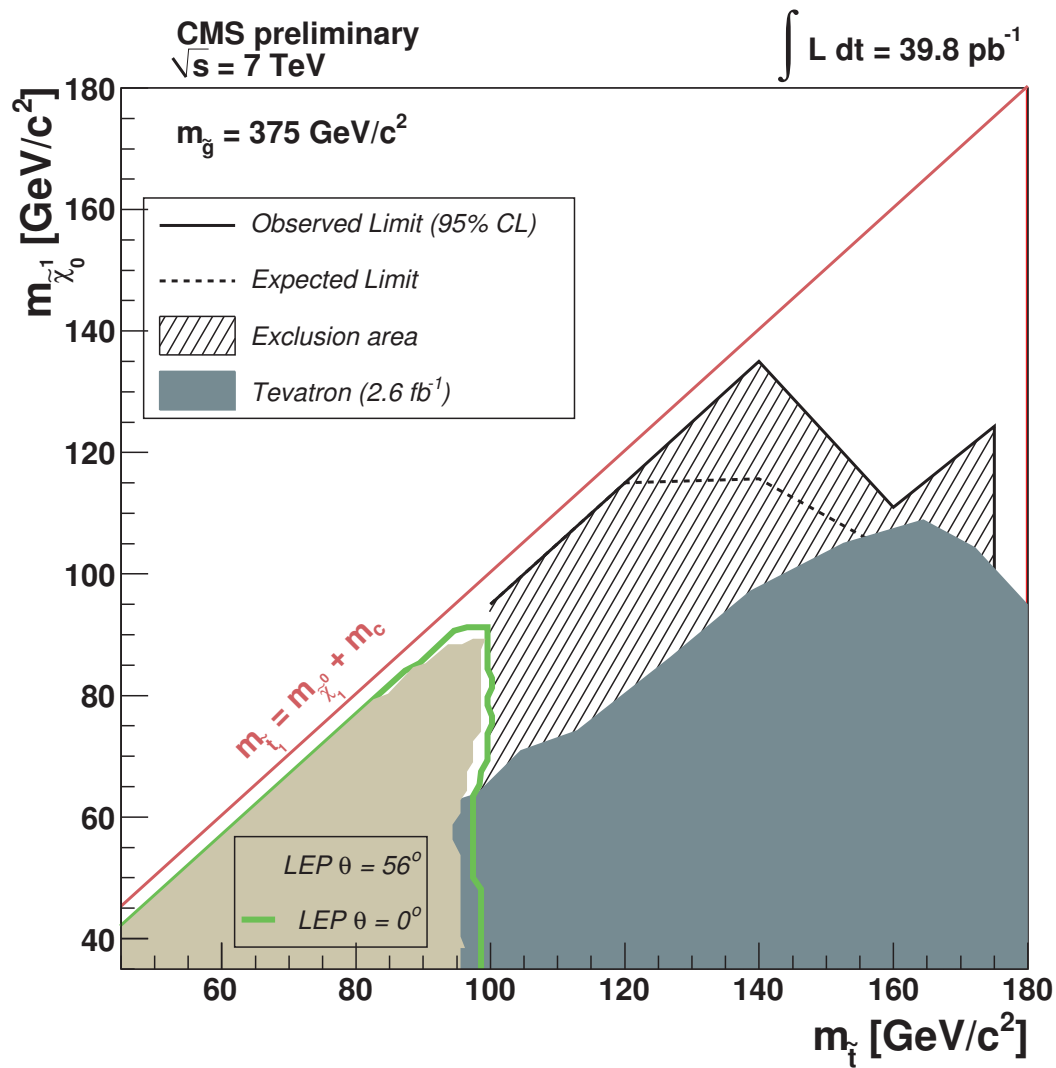


FIG. 4.36 – Limites observées (ligne continue noire) et attendues (ligne pointillée noire) à 95 % de niveau de confiance dans le plan  $(m_{\tilde{\tau}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$  pour une masse de gluino  $m_{\tilde{g}} = 375 \text{ GeV}/c^2$ .

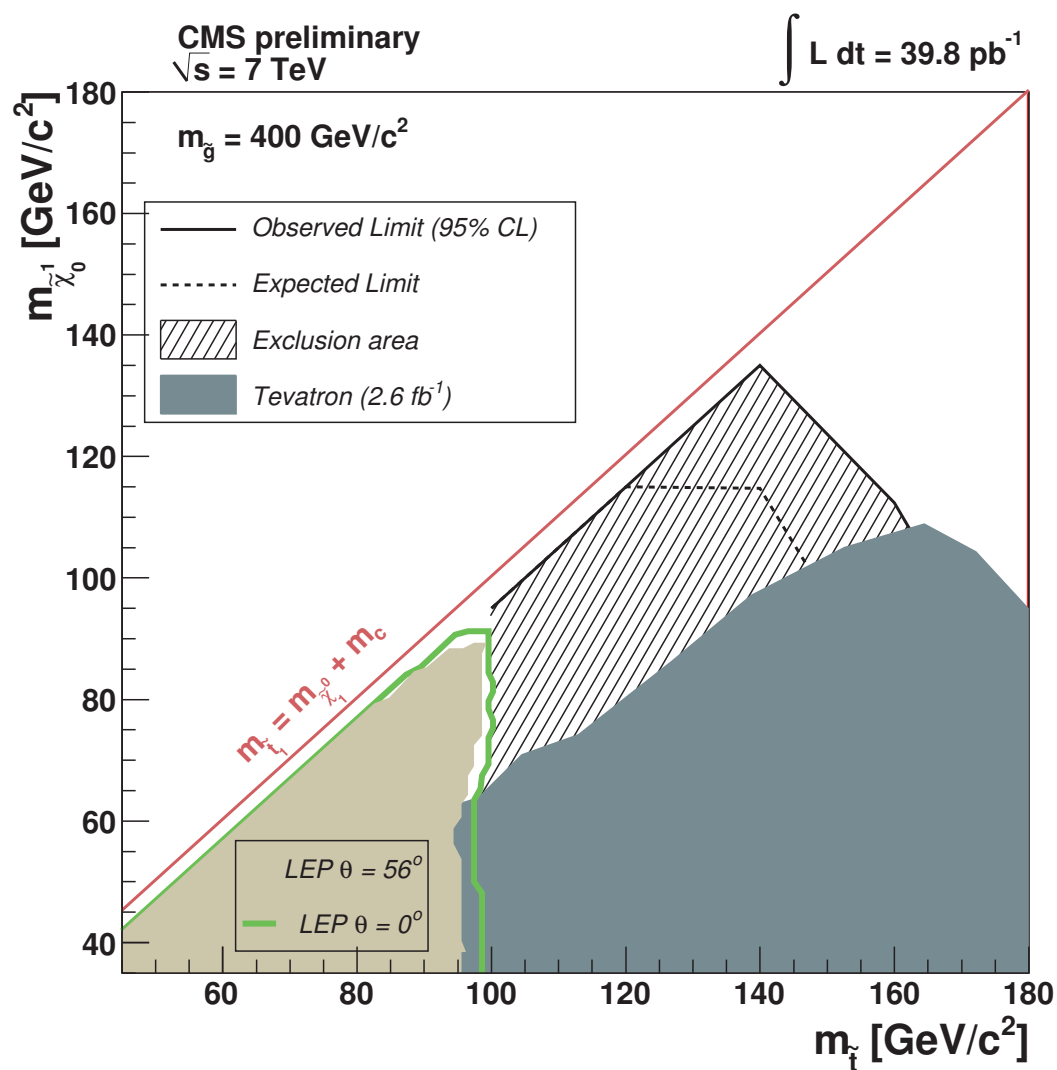


FIG. 4.37 – Limites observées (ligne continue noire) et attendues (ligne pointillée noire) à 95 % de niveau de confiance dans le plan  $(m_{\tilde{\tau}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$  pour une masse de gluino  $m_{\tilde{g}} = 400 \text{ GeV}/c^2$ .

## 4.4 Conclusion

La recherche de supersymétrie dans le cadre du scénario du stop léger est une recherche accessible rapidement avec les premières données du LHC. En effet, les sections efficaces élevées dans le cas où les masses de squarks de première et deuxième génération sont fixées à de très grandes valeurs et une signature claire avec une grande énergie transverse manquante et un grand  $H_T$ .

Les premières sélections de fonds du Modèle Standard ont montré un accord satisfaisant entre données et événements simulés. Chaque fond principal étant correctement contrôlé, des sélections ont pu être appliquées afin de minimiser le  $CL_s^{exp}$  et ainsi faciliter l'exclusion du signal supersymétrique. En utilisant les  $39,8 \text{ pb}^{-1}$  de données récoltées en 2010, une limite d'exclusion sur la masse du gluino a pu être mise à  $400 \text{ GeV}$  dans le cas où les différences de masse entre le stop et le neutralino sont élevées.

Les lots de données enregistrées en 2011 ( $1,1 \text{ fb}^{-1}$  à l'heure de ces lignes) permettront sans aucun doute d'atteindre des limites de masses de gluinos de l'ordre de  $500 \text{ GeV}$ .

Dans la collaboration CMS, les premières études sur la SUSY s'attachaient surtout à trouver des excès dans des topologies et états finaux assez vastes comme indiqué dans les papiers référencés de [79] à [83]. Les papiers référencés en [84], [85] et [86] résument une partie des recherches effectuées par la collaboration ATLAS. De la même manière que pour CMS, une recherche avec des états finaux relativement vastes a été réalisée. Pour le moment, aucun signe de la validité de la SUSY n'a été découvert au moins pour le modèle MSSM. Cependant, l'espace de phase gigantesque restant à explorer et le nombre d'autres modèles d'extension au Modèle Standard important permettent de garder l'espoir.

Le travail effectué au cours de cette thèse a été présenté au CERN et validé par le groupe SUSY le 1<sup>er</sup> septembre 2011. Une note d'analyse sera effectuée avec les données enregistrées en 2011 en fin d'année ou en début d'année prochaine avec la même méthode présentée dans ce dernier chapitre. L'impact de l'étiquetage des jets de  $b$  ( $b$ -tagging) va être évalué et le canal semi-électronique ajouté. De manière générale, le scénario du stop léger commence à être étudié plus précisément dans la collaboration à travers une recherche directe  $pp \rightarrow \tilde{t}_1 \bar{\tilde{t}}_1$  avec un stop se désintégrant en 3 ou 4 corps, ou une recherche indirecte comme présentée dans ce chapitre.

# Conclusion

Les travaux effectués au cours de cette thèse se sont déroulés dans le cadre de l'expérience CMS au LHC. Ils peuvent être séparés en deux parties, la première étant focalisée sur le détecteur et l'amélioration des performances de l'alignement et la deuxième sur l'analyse avec la recherche de gluinos dans le scénario où le stop est plus léger que son partenaire du Modèle Standard, le quark top.

Dans le détail, la première partie porte sur la reconstruction de muons issus des rayons cosmiques dans le trajectographe de CMS lorsque le LHC fournit des collisions proton-proton. Les collisions produisent un nombre extrêmement important de traces. Ces traces sont non seulement utiles pour la physique à travers la détermination des caractéristiques de la particule qui l'a produite mais aussi pour l'alignement des modules du détecteur indispensable à la bonne mesure de ces caractéristiques. Cependant, certains modes, appelés modes faibles, apparaissent dans les cas où les traces utilisées ne suffisent pas à contraindre certaines transformations géométriques comme la rotation ou la translation. Pour les contraindre, il est nécessaire d'utiliser des traces non issues du point de collision et traversant un nombre maximum de modules comme les traces créées par les muons issus des rayons cosmiques. Cependant, les temps impartis à la prise de données cosmiques étant réduits et les difficultés grandissantes à les reconstruire durant les prises de données de collision, il fut nécessaire de créer une nouvelle méthode de reconstruction spécifique. En partant d'un muon reconstruit dans les chambres à muons et en extrapolant son moment et sa position au trajectographe, une petite région autour de la trace candidate du muon peut être construite. A l'intérieur de cette région, les coups sont recherchés et une graine formée. A partir de cette graine, la trace peut être reconstruite dans le trajectographe, Malgré les problèmes d'extrapolation des chambres à muons jusqu'au trajectographe, cette méthode a montré un bon comportement avec notamment une efficacité de 68,6 % et un taux de faux négligeable. Elle est utilisée *online* dans les chemins de déclenchement afin de purifier l'échantillon cosmique et *offline* dans la reconstruction de cet échantillon. Enfin, les traces reconstruites sont testées par le groupe de l'alignement en remplacement des traces cosmiques reconstruites par un autre algorithme.

La deuxième partie est consacrée à la recherche de gluinos se désintégrant en une paire de stops et une paire  $t\bar{t}$ . L'état final conduisant à une multiplicité de jets importante ( $> 3$ ), une grande énergie transverse manquante due à la présence de neutralinos, particules stables et interagissant faiblement, et une grande somme scalaire  $H_T$ . Après une étude théorique permettant le calcul des sections efficaces de production de paire de gluinos dans le cadre étudié au cours de cette thèse, l'analyse a principalement porté sur une recherche d'excès d'événements dans les données par rapport aux simulations des fonds du Modèle Standard. La priorité a été premièrement portée sur le contrôle de ces fonds afin de pouvoir effectuer des sélections. Puis, la recherche du jeu de coupures en nombre de jets,  $\cancel{E}_T$  et  $H_T$

a été effectuée dans le but de minimiser le  $CL_s^{exp}$  afin de faciliter l'exclusion des points de masse dans le plan  $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ . Cette étude a abouti à l'exclusion de gluinos jusqu'à une masse de  $400 \text{ GeV}$  dans le cas où la différence de masse entre le stop et le neutralino est élevée. Toute cette recherche a été effectuée sur un échantillon de données équivalent à  $39,8 \text{ pb}^{-1}$  de luminosité intégrée. Elle devra être portée sur les données de 2011 où la luminosité intégrée dépasse déjà le  $\text{fb}^{-1}$ . Une exclusion à des masses plus hautes ou une découverte pourra ainsi être envisagée.

# Bibliographie

- [1] F. Englert et R. Brout, “Broken Symmetry and the mass of gauge vector mesons,” *Phys. Rev. Lett.*, **13** (1964) 321.
- [2] P. W. Higgs, “Broken Symmetry and the mass of gauge bosons,” *Phys. Rev. Lett.*, **13** (1964) 508.
- [3] Site internet du Fermilab, <http://www.fnal.gov/pub/science/accelerator/>
- [4] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), “Review of particle physics,” *J. Phys.*, G **37** (2010) 075021.
- [5] C. Amsler et al., “Review of particle physics : t’ (4th generation) quarks,” *Phys. Lett.*, B **667** (2008).
- [6] Description de Virgo, [http://www.ego-gw.it/virgodescription/francese/page\\_2.html](http://www.ego-gw.it/virgodescription/francese/page_2.html)
- [7] P. Dirac, “The quantum theory of electron,” *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A117** (1928) 610624.
- [8] P. Dirac, “The quantum theory of electron.2,” *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A118** (1928) 351.
- [9] R. P. Feynmann, “Space-time approach to quantum electrodynamics,” *Phys. Rev.*, **76** (1949) 769789.
- [10] R. P. Feynmann, “Mathematical formulation of the quantum theory of electromagnetic interaction,” *Phys. Rev.*, **80** (1950) 440457.
- [11] P. Verdier, “Recherche des squarks et des gluinos dans l’expérience DELPHI au LEP,” Thèse de doctorat (2001).
- [12] J. Weiss et B. Zumino, “Supergauge transformations in four-dimensions,” *Nuc. Phys.*, B **70** (1974) 39-50.
- [13] P. Fayet et S. Ferrara, “Supersymmetry,” *Phys. Report*, **32** (1977) 249334.
- [14] S. Martin, “A SUSY Primer,” [arXiv :hep-ph/9709356] version 4 (2006). *Phys. Report*, **32** (1977) 249334.
- [15] P. Fayet et J. Iliopoulos, *Phys. Lett.*, B **51** (1974) 461.
- [16] M. Sohnius, “Introducing supersymmetry,” *Phys. Rept.* 128 (1985) 39.
- [17] A. Deandrea, “Intérazions électrofaibles et introduction à la supersymétrie,” Notes de cours.
- [18] H. P. Nilles, *Phys. Report*, **110** (1984) 1.
- [19] W. J. Waaleziijn, “Gauge Mediated Supersymmetry Breaking in the Minimal Supersymmetric Standard Model,” *Lectures* (2005).
- [20] P. Fayet, “About R-parity and the supersymmetric standard model,” [arXiv :hep-ph/9912.414] (2009).



- [21] V. M. Abazov et al. [D0 Collaboration], “Search for squarks and gluinos in events with jets and missing transverse energy using 2.1 fb<sup>-1</sup> of ppbar collision data at  $\sqrt{s} = 1.96$  TeV,” Phys. Lett., B **660** (2008) 449, [arXiv :hep-ex/0712.3805].
- [22] T. Aaltonen et al., “Combination of Tevatron searches for the Standard Model Higgs boson in the  $W^+W^-$  decay mode,” Phys. Rev. Lett. **104** (2010) 061802, [arXiv :hep-ex/1001.4162].
- [23] The TEVNPH Working group, “Combined CDF and D0 upper limits on Standard Model Higgs boson production with 8.2 fb<sup>-1</sup> of data,” (2011) [arXiv :hep-ex/1103.3233].
- [24] CMS Collaboration “Search for standard model Higgs boson in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV and integrated luminosity up to 1.7 fb<sup>-1</sup>,” CMS Physics Analysis Summary, CMS-PAS-HIG-11-022 (2011, August 22).
- [25] ATLAS Collaboration, “Combined standard model Higgs boson searches in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS experiment at the LHC,” ATLAS Note, ATLAS-CONF-2011-112 (2011, July 24).
- [26] TESLA Technology Collaboration, <http://tesla-new.desy.de>
- [27] Site web ILC, <http://www.linearcollider.org>
- [28] Site web CLIC, <http://clic-study.web.cern.ch/CLIC-study/>
- [29] CMS Collaboration, “Luminosity study : events with a central track,” CMS Detector Performance Summary, CMS-DPS-2011-004 (2011).
- [30] D. Acosta et al. [CMS Collaboration], “CMS physics : Technical Design Report,” Technical Design Report CMS. CERN (2006) v.1 : Detector performance and software.
- [31] A. de Roeck et al. [CMS Collaboration], “CMS physics : Technical Design Report,” Technical Design Report CMS. CERN (2006) v.2 : Physics Performance.
- [32] CMS Collaboration, “The CMS experiment at the CERN Large Hadron Collider”’ J. Instrum 3 (2008) S08004. Egalement publié par le CERN (Genève) en 2010.
- [33] ATLAS Collaboration, “ATLAS detector and physics performance : Technical design report,” Technical Design Report ATLAS. CERN (2006).
- [34] ATLAS Collaboration, “The ATLAS experiment at the CERN Large Hadron Collider,” J. Instrum 3 (2008) S08003.
- [35] ALICE Collaboration, “ALICE : Technical Design Report,” <http://aliweb.cern.ch/Documents/TDR/index.html>, Addentums to the technical proposal (2008).
- [36] LHCb collaboration, <http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/TDR/TDR.htm>, Addentums to the technical proposal (2000).
- [37] TOTEM collaboration, “The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider,” Journal of Instrumentation (2008).
- [38] LHCf Collaboration, “The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider,” Journal of Instrumentation (2008).
- [39] M. Cacciari, G. P. Salam, G. Soyez, “The anti- $k_t$  jet clustering algorithm,” JHEP **0802** (2008) 063 [arXiv :hep-ph/08021189].
- [40] CMS Collaboration, “Jet Performance in pp Collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV,” CMS Physics Analysis Summary, CMS-PAS-JME-10-003 (2010).
- [41] M. Mulders, “Muon reconstruction and identification at CMS,” Nuc. Phys., B **172** (2006) 205-207.

- [42] R. Frühwirth, “Application of Kalman filtering to track and vertex fitting,” Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A (1987).
- [43] S. Baffioni, “Electron reconstruction in CMS,” CMS Technical Report, CMS-NOTE-2006-040 (2006).
- [44] CMS Collaboration, “Missing transverse energy performance of the CMS detector,” CMS Physics Analysis Summary, CMS-PAS-JME-10-009 (2011).
- [45] D. Dobur, “Jets and Missing Transverse Energy in CMS,” CMS Technical Report, CMS-CR-2009-30 (2009).
- [46] CMS Collaboration, “Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and  $\cancel{E}_T$ ,” CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-09-001 (2009).
- [47] N. Cripps, “Performance of the CMS silicon strip tracker local reconstruction,” CMS Technical Report, CMS-CR-2009-352 (2009).
- [48] W. Adam et al., “Track reconstruction in the CMS Tracker,” CMS Note, CMS-NOTE-2006-041. CERN-CMS-NOTE-2006-041 (2006).
- [49] V. Karimaki, T. Lampen, F. -P. Schilling, “Track Based Alignment of Composite Detector Structures,” CMS Conference Report, CR2006-020 (2006).
- [50] T. Lampen, “The alignment of the CMS Silicon Tracker,” CMS Conference Report, CR2010-255 (2010).
- [51] CMS Collaboration, “Alignment of the CMS Silicon Tracker during commissioning with cosmic rays,” J. Instrum. 5 (2010) T03009.
- [52] G. Cerati, “Tracking performance with cosmic rays in CMS,” CMS Conference Report, CR2008-101 (2008).
- [53] P. Azzurri, “Track Reconstruction Performance in CMS,” CMS Conference Report, CR2008-110 (2008).
- [54] P. Biallass, T. Hebbeker, “Improved Parametrization of the Cosmic Muon Flux for the Generator CMSCGEN,” CMS Internal Note, IN-2007-033 (2007).
- [55] Antonio Tropiano, “The CMS tracking algorithms and their performances un cosmic ray data,” CMS Conference Report, CR2009-332 (2008).
- [56] CMS Collaboration, “Tracker Performance from CRAFT,” CMS Detector Performance Note, DP2009-005 (2009).
- [57] A. Osorio, “The RPC Technical Trigger : A cosmic Trigger and more for the CMS Experiment,” CMS Internal Note, IN-2010-019 (2010).
- [58] Y. Tschudi, “Regional reconstruction for muons during collisions,” CMS Internal Note, IN-2011-004 (2011).
- [59] W. Beenacker, R. Hopker et M. Spira, “PROSPINO : A program for the production of supersymmetric particles in next-to-leading order QCD,” Nuc. Phys., B **492** (1997) 51 [arXiv :hep-ph/9611232].
- [60] W. Beenacker, R. Hopker, M. Spira et P.M. Zerwas “Squarks and gluino productions at Hadron Colliders,” Nuc. Phys., B **492** (1997) 51 [arXiv :hep-ph/96104801].
- [61] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. Nadolsky et W. K. Tung, “New Generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis,” JHEP **0207** (2002) 012 [arXiv :hep-ph/0201195].
- [62] C. Boehm, A. Djouadi et Y. Mambrini, “Decays of the lightest top squark,” Phys. Rev., D **61** (2000) 095006, [arXiv :hep-ph/9907428].

- [63] A. Djouadi et Y. Mambrini, “Three body decays of top and bottom squarks,” *Phys. Rev.*, D **63** (2001) 115005, [arXiv :hep-ph/0011364].
- [64] M. Carena, G. Nardini, M. Quiros et C. E. M. Wagner, “The Effective Theory of the Light Stop Scenario,” *JHEP* **0810** (2008) 062 [arXiv :hep-ph/0806.4297].
- [65] T. Sjostrand, L. Lonnblom, S. Mrenna et P. Skands, “Pythia 6.3 : Physics and manual,” (2003).
- [66] M. Muhlleitner, “SDECAY : A Fortran code for SUSY particle decays in the MSSM,” *Acta Phys. Polon. B* **35** (2004) 2753 [arXiv :hep-ph/0409.200].
- [67] The CDF collaboration, “Search for scalar top decaying into  $c + \tilde{\chi}_1^0$  in the MET + jets sample,” CDF Note 9834 (2009).
- [68] J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni, O. Mattelaer et T. Stelzer, “MadGraph 5 : going beyond,” *JHEP* **1106** (2011) 128 [arXiv :hep-ph/11060522].
- [69] A. L. Reas, “Presentation of search results : the CL(s) technique,” *K. Phys. G* **28** (2002) 1693.
- [70] T. Junk, “Confidence Level computation for combining searches with small statistics,” *Nucl. Instrum. Meth. A* **434** (1999) 435 [arXiv :hep-ex/9902006].
- [71] K. Melnikov et F. Petriello, “Electroweak gauge boson production at hadron colliders through  $O(\alpha_s^2)$ ,” *Phys. Rev.*, D **74** (2006) 114017.
- [72] S. Catani, L. Cieri, G. Ferrera, D. de Florian et M. Grazzini “Vector boson production at hadron colliders : a fully exclusive QCD calculation at Next-to-Next-to-Leading Order,” *Phys. Rev. Lett.*, **103** (2009) 082001.
- [73] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne et G. Watt, “Parton distribution for the LHC,” *Eur. Phys. J. C* **63** (2009) 189 [arXiv :hep-ph/09010002].
- [74] J. Campbell et R. K. Ellis, “Next-to-Leading Order corrections to  $W + 2$  jet and  $Z + 2$  jet production at hadron colliders,” *Phys. Rev.*, D **65** (2002) 113007.
- [75] S. Frixione et B. R. Webber, “Matching NLO QCD computations and parton shower simulations,” *JHEP* **0206** (2002) 029 [arXiv :hep-ph/0204244].
- [76] F. Demartin, S. Forte, E. Mariani, J. Rojo et A. Vicini, “The impact of PDF and alphas uncertainties on Higgs Production in gluon fusion at hadron colliders,” *Phys. Rev.*, D **82** (2010) 014002 [arXiv :hep-ph/10040962].
- [77] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], “Measurement of the Top-antiTop production cross section in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV using the kinematic properties of events with leptons and jets,” [arXiv :hep-ph/11060902].
- [78] CMS Collaboration, “Absolute luminosity normalization,” CMS Detector Performance Note, DP-2011-002 (2011).
- [79] CMS Collaboration, “Inclusive search for new physics at CMS with the jets and missing momentum signature,” CMS Physics Analysis Summary, CMS-PAS-SUS-10-005 (2011)
- [80] S. Chatrchyan *et al.* [CMS Collaboration], “Inclusive search for squarks and gluinos at  $\sqrt{s} = 7$  TeV,” [arXiv :hep-ex/11071279].
- [81] CMS Collaboration, “Search for supersymmetry in pp collisions at 7 TeV in events with jets and missing transverse energy,” CMS Physics Analysis Summary, CMS-PAS-SUS-10-003 (2011) [arXiv :hep-ex/11011628].
- [82] CMS Collaboration, “Search for supersymmetry in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV in events with a single lepton, jets and missing transverse momentum,” CMS Note, SUS-10-006 (2011).

- 
- [83] CMS Collaboration, “Search for new physics with same-sign di-leptons, jets, and missing transverse energy in pp-collisions at 7 TeV,” CMS Analysis Note, AN-10-372 (2011).
- [84] ATLAS Collaboration, “Search for supersymmetry using final states with one lepton, jets, and missing transverse momentum with the ATLAS detector in  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  pp collisions,” ATLAS Note, ATLAS-CONF-2011-090 (2011). [arXiv :hep-ex/11022357v2] pour l’analyse avec les données 2010.
- [85] ATLAS Collaboration, “Search for squarks and gluinos using final states with jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector in  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  pp collisions,” ATLAS Note, ATLAS-CONF-2011-086 (2011).
- [86] ATLAS Collaboration, “Search for supersymmetry in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  in final states with missing transverse momentum, b-jets and no leptons with the ATLAS detector,” ATLAS Note, ATLAS-CONF-2011-098 (2011).



## Annexe A

Niveaux de confiance attendus et observés pour chaque point généré pour  $m_{\tilde{g}} = 275, 295, 315, 335, 350, 375, 400, 425, 450, 475$  et  $500 \text{ GeV}/c^2$

$m_{\tilde{g}}$ ( $GeV/c^2$ )	$m_{\tilde{t}_1}$ ( $GeV/c^2$ )	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ( $GeV/c^2$ )	$1 - CL_s^{exp}$	$1 - CL_s^{obs}$
275	100	60	1	1
275	100	80	0,999	1
275	100	95	0,998	0,999
295	100	60	1	1
295	100	80	0,997	1
295	100	95	0,993	1
295	120	60	1	1
295	120	80	0,999	0,999
295	120	100	0,990	0,994
295	120	115	0,991	0,980
315	100	60	0,998	1
315	100	80	0,995	1
315	100	95	0,992	0,997
315	120	60	0,999	1
315	120	80	0,996	1
315	120	100	0,990	0,999
315	120	115	0,980	0,996
315	140	60	0,999	1
315	140	80	0,996	0,999
315	140	100	0,990	0,997
315	140	120	0,959	0,988
315	140	135	0,924	0,977
335	100	60	0,994	1
335	100	80	0,994	0,998
335	100	95	0,993	0,994
335	120	60	0,993	0,998
335	120	80	0,993	0,998
335	120	100	0,985	0,993
335	120	115	0,971	0,984
335	140	60	0,996	1
335	140	80	0,988	0,994
335	140	100	0,978	0,997
335	140	120	0,962	0,981
335	140	135	0,950	0,969
335	160	60	0,997	0,999
335	160	80	0,992	1
335	160	100	0,978	0,996
335	160	120	0,955	0,984
335	160	140	0,883	0,951
335	160	155	0,925	0,873

TAB. A.1 – Niveaux de confiance attendus et observés pour chaque point généré pour  $m_{\tilde{g}} = 275, 295, 315$  et  $335 GeV/c^2$ .

$m_{\tilde{g}}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$m_{\tilde{t}_1}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV/c <sup>2</sup> )	$1 - CL_s^{exp}$	$1 - CL_s^{obs}$
350	100	60	0,991	0,996
350	100	80	0,993	0,998
350	100	95	0,991	0,992
350	120	60	0,992	0,998
350	120	80	0,982	0,996
350	120	100	0,977	0,989
350	120	115	0,985	0,985
350	140	60	0,993	0,999
350	140	80	0,987	0,998
350	140	100	0,969	0,993
350	140	120	0,963	0,982
350	140	135	0,968	0,972
350	160	60	0,992	0,999
350	160	80	0,982	0,991
350	160	100	0,974	0,997
350	160	120	0,945	0,983
350	160	140	0,891	0,925
350	160	155	0,872	0,881
350	175	60	0,994	0,999
350	175	80	1	1
350	175	100	0,975	0,994
350	175	120	0,933	0,975
350	175	140	0,890	0,955
350	175	160	0,789	0,789
375	100	60	0,986	0,998
375	100	80	0,980	0,990
375	100	95	0,987	0,987
375	120	60	0,983	0,996
375	120	80	0,977	0,995
375	120	100	0,978	0,981
375	120	115	0,980	0,980
375	140	60	0,983	0,996
375	140	80	0,975	0,988
375	140	100	0,958	0,980
375	140	120	0,948	0,975
375	140	135	0,942	0,957
375	160	60	0,986	0,996
375	160	80	0,973	0,988
375	160	100	0,955	0,977
375	160	120	0,928	0,928
375	160	140	0,924	0,940
375	160	155	0,907	0,916
375	175	60	0,988	0,998
375	175	80	0,970	0,995
375	175	100	0,950	0,974
375	175	120	0,930	0,961
375	175	140	0,876	0,915
375	175	160	0,843	0,903

TABLE A.2 – Niveaux de confiance attendus et observés pour chaque point généré pour  $m_{\tilde{g}} = 350$  et  $375$  GeV/c<sup>2</sup>.



$m_{\tilde{g}}$ ( $GeV/c^2$ )	$m_{\tilde{t}_1}$ ( $GeV/c^2$ )	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ( $GeV/c^2$ )	$1 - CL_s^{exp}$	$1 - CL_s^{obs}$
400	100	60	0,966	0,995
400	100	80	0,969	0,969
400	100	95	0,968	0,977
400	120	60	0,972	0,995
400	120	80	0,958	0,958
400	120	100	0,957	0,957
400	120	115	0,957	0,957
400	140	60	0,965	0,992
400	140	80	0,953	0,988
400	140	100	0,932	0,965
400	140	120	0,956	0,956
400	140	135	0,950	0,963
400	160	60	0,972	0,996
400	160	80	0,949	0,986
400	160	100	0,930	0,981
400	160	120	0,923	0,932
400	160	140	0,918	0,918
400	160	155	0,899	0,899
400	175	60	0,972	0,995
400	175	80	0,954	0,947
400	175	100	0,936	0,968
400	175	120	0,908	0,975
400	175	140	0,880	0,891
400	175	160	0,839	0,852
425	100	60	0,939	0,922
425	100	80	0,955	0,955
425	100	95	0,966	0,966
425	120	60	0,931	0,984
425	120	80	0,918	0,905
425	120	100	0,947	0,947
425	120	115	0,942	0,958
425	140	60	0,937	0,986
425	140	80	0,918	0,981
425	140	100	0,902	0,886
425	140	120	0,934	0,934
425	140	135	0,918	0,918
425	160	60	0,947	0,947
425	160	80	0,917	0,979
425	160	100	0,909	0,980
425	160	120	0,893	0,877
425	160	140	0,896	0,896
425	160	155	0,897	0,897
425	175	60	0,943	0,988
425	175	80	0,926	0,984
425	175	100	0,900	0,975
425	175	120	0,864	0,964
425	175	140	0,874	0,874
425	175	160	0,841	0,841

TABLE A.3 – Niveaux de confiance attendus et observés pour chaque point généré pour  $m_{\tilde{g}} = 400$  et  $425 GeV/c^2$ .

$m_{\tilde{g}}$ ( $GeV/c^2$ )	$m_{\tilde{t}_1}$ ( $GeV/c^2$ )	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ( $GeV/c^2$ )	$1 - CL_s^{exp}$	$1 - CL_s^{obs}$
450	100	60	0,885	0,858
450	100	80	0,939	0,939
450	100	95	0,934	0,805
450	120	60	0,877	0,937
450	120	80	0,898	0,898
450	120	100	0,931	0,931
450	120	115	0,922	0,787
450	140	60	0,883	0,937
450	140	80	0,863	0,863
450	140	100	0,878	0,878
450	140	120	0,904	0,904
450	140	135	0,881	0,881
450	160	60	0,879	0,932
450	160	80	0,849	0,917
450	160	100	0,836	0,836
450	160	120	0,861	0,861
450	160	140	0,867	0,867
450	160	155	0,845	0,651
450	175	60	0,897	0,897
450	175	80	0,874	0,961
450	175	100	0,858	0,858
450	175	120	0,807	0,807
450	175	140	0,846	0,846
450	175	160	0,839	0,839
475	100	60	0,854	0,854
475	100	80	0,890	0,890
475	100	95	0,892	0,799
475	120	60	0,843	0,843
475	120	80	0,849	0,849
475	120	100	0,879	0,879
475	120	115	0,883	0,709
475	140	60	0,831	0,831
475	140	80	0,813	0,813
475	140	100	0,827	0,827
475	140	120	0,844	0,844
475	140	135	0,845	0,732
475	160	60	0,831	0,831
475	160	80	0,832	0,832
475	160	100	0,789	0,789
475	160	120	0,821	0,821
475	160	140	0,837	0,837
475	160	155	0,823	0,613
475	175	60	0,839	0,839
475	175	80	0,810	0,810
475	175	100	0,783	0,783
475	175	120	0,806	0,806
475	175	140	0,808	0,808
475	175	160	0,789	0,789

TABLE A.4 – Niveaux de confiance attendus et observés pour chaque point généré pour  $m_{\tilde{g}} = 450$  et  $475 GeV/c^2$ .

$m_{\tilde{g}}$ ( $GeV/c^2$ )	$m_{\tilde{t}_1}$ ( $GeV/c^2$ )	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ( $GeV/c^2$ )	$1 - CL_s^{exp}$	$1 - CL_s^{obs}$
500	100	60	0,781	0,781
500	100	80	0,820	0,820
500	100	95	0,850	0,736
500	120	60	0,777	0,777
500	120	80	0,795	0,795
500	120	100	0,844	0,844
500	120	115	0,802	0,673
500	140	60	0,770	0,770
500	140	80	0,717	0,717
500	140	100	0,783	0,783
500	140	120	0,792	0,792
500	140	135	0,802	0,674
500	160	60	0,755	0,755
500	160	80	0,722	0,722
500	160	100	0,743	0,743
500	160	120	0,758	0,758
500	160	140	0,751	0,751
500	160	155	0,738	0,598
500	175	60	0,770	0,770
500	175	80	0,730	0,730
500	175	100	0,731	0,731
500	175	120	0,731	0,731
500	175	140	0,754	0,754
500	175	155	0,713	0,478

TAB. A.5 – Niveaux de confiance attendus et observés pour chaque point généré pour  $m_{\tilde{g}} = 500 GeV/c^2$ .

# Table des figures

1.1	Allure du potentiel de Higgs $V(H)$ . . . . .	19
1.2	Corrections à une boucle à la masse du boson de Higgs, boucle fermionique à gauche et boucle avec un champ scalaire à droite. . . . .	20
1.3	Evolution des constantes de couplage dans le Modèle Standard [11]. . . . .	21
1.4	Evolution des constantes de couplage dans le Modèle Standard Supersymétrique Minimal [11]. . . . .	23
1.5	Evolution des masses des particules supersymétriques de l'échelle de GUT jusqu'à l'échelle électrofaible [14]. . . . .	31
1.6	Spectre de masse des particules supersymétriques et désintégrations dans le cadre du MSSM et du scénario du stop léger présenté dans le chapitre 4. . . . .	31
2.1	Description du LHC. . . . .	35
2.2	Diagramme d'exclusion du boson de Higgs du Modèle Standard par le LEP et le Tevatron. Ce graphique représente le rapport $r$ entre la section efficace exclue et celle attendue dans le Modèle Standard en fonction de la masse du Higgs. Toutes les valeurs en dessous de $r = 1$ sont donc exclues à 95 % de niveau de confiance [22]. . . . .	37
2.3	Diagramme d'exclusion du boson de Higgs du Modèle Standard par l'expérience CMS au LHC. Ce graphique représente le rapport $r$ entre la section efficace exclue et celle attendue dans le Modèle Standard en fonction de la masse du Higgs. Toutes les valeurs en dessous de $r = 1$ sont donc exclues à 95 % de niveau de confiance [24]. . . . .	37
2.4	Vue d'ensemble des expériences installés le long de l'anneau du LHC. . . . .	41
2.5	Vue éclatée du détecteur CMS. . . . .	43
2.6	Coupe dans le plan longitudinal du trajectographe de CMS et couverture en $\eta$ . . . . .	44
2.7	Vue tridimensionnelle du détecteur à pixels (a) et de l'électronique de lecture (b). . . . .	45
2.8	Photographies du TOB (a) et de l'un des deux TEC (b). . . . .	46
2.9	Vue globale du calorimètre électromagnétique. . . . .	47
2.10	Quart d'une coupe du calorimètre hadronique. . . . .	49
2.11	Structure de l'aimant supra-conducteur de CMS (a) et valeur du champ magnétique dans le détecteur (b). . . . .	50
2.12	Quart d'une coupe dans le plan transverse du détecteur CMS avec la trajectoire d'un muon (courbe bleue). . . . .	51
2.13	Quart d'une coupe dans le plan longitudinal des détecteurs à muons. . . . .	52
2.14	Schéma du déclenchement de niveau I. . . . .	54
2.15	Efficacités (haut) et résolution (bas) des reconstructions standalone (gauche) et globale (droite) en fonction du $\eta$ et du $p_T$ du muon simulé [41]. . . . .	57

2.16	Résolution de l'énergie de l'électron lors de sa mesure avec le super amas seul (ECAL), avec la trace seule (Tracker) et avec la combinaison des deux mesures (Combined) [43]. . . . .	59
2.17	Efficacité (a,b) et taux de faux jets (c,d) en fonction du $p_T$ du jet obtenues pour les calo jets (carrés) et les jets particle flow (triangles pleins) dans le tonneau (a,c) et dans les bouchons (b,d) [46]. . . . .	63
2.18	Résolution des jets calo (triangles pleins) et particle flow (carrés) en $\eta$ (a) et $\phi$ (b) en fonction du $p_T$ du jet dans le tonneau. Résolution en énergie des jets calo (triangles pleins) et particle flow (carrés) dans le tonneau (c) et dans les bouchons (d) [46]. . . . .	63
2.19	Facteur de correction en énergie total $C(\eta, \phi)$ pour les jets particle flow (a) et les jets calorimétriques (b) en fonction du $\eta$ du jet considéré [46]. . . . .	64
2.20	Résolution de l'énergie transverse manquante pour les deux reconstructions en fonction de l'énergie transverse manquante générée [46]. . . . .	64
3.1	Coupe transversale d'un module de détecteur à pistes de silicium (a) et d'un module de détecteur à pixels de silicium (b). . . . .	69
3.2	Region construite par extrapolation des traces des muons cosmiques dans les chambres à muons. . . . .	74
3.3	Exemple de trajectoires de germes. . . . .	75
3.4	Distributions en $\eta$ , $\phi$ et $p_T$ des traces reconstruites par la reconstruction CTF (triangle) et la reconstruction régionale (cercle) . . . . .	77
3.5	Occupation dans le trajectographe due aux collisions inélastiques représentant la probabilité de passage d'une trace par senseur. Les couches externes du TOB sont moins touchées par les traces de particules issues des collisions que les couches des bouchons ; c'est pour cette raison que la création des germes ne se fait que dans ces couches peu occupées. . . . .	78
3.6	Distributions en $\eta$ (haut) et $p_T$ (bas) de tous les muons simulés (triangle) et des muons simulés qui ont pu être associés à des traces reconstruites (cercle). Les distributions de droite correspondent aux efficacités en fonction de $\eta$ (haut) et du $p_T$ (bas) . . . . .	79
3.7	Distributions en $\eta$ (haut) et $p_T$ (bas) de toutes les traces reconstruites (triangle) et des traces reconstruites qui ont pu être associées à des muons simulés (cercle). Les distributions de droite correspondent aux taux de fausses traces en fonction de $\eta$ (haut) et du $p_T$ (bas) . . . . .	80
3.8	Efficacité de la reconstruction régionale en fonction du $\Delta d_0$ entre les muons simulés et les traces reconstruites par la reconstruction CTF. . . . .	81
3.9	Efficacité de la reconstruction régionale en fonction du $\Delta R$ entre la direction du moment des muons simulés et la direction du moment des traces reconstruites par la reconstruction CTF extrapolé en leur point de plus approche respectif. . . . .	81
3.10	Distributions en $p_T$ de l'efficacité et du taux de fausses traces. . . . .	82
3.11	Distributions en $\eta$ (haut) et $p_T$ (bas) de tous les muons simulés (triangle) et des muons simulés qui ont pu être associés à une trace reconstruite (cercle). Les distributions de droite correspondent aux efficacités en fonction de $\eta$ (haut) et $p_T$ (bas). . . . .	83
3.12	Gauche : distribution en $\eta$ des traces reconstruites avec la reconstruction CTF et la reconstruction régionale. Droite : $\eta$ des traces CTF en fonction du $\eta$ des traces régionales. . . . .	84

3.13	Gauche : distribution en $p_T$ des traces reconstituées avec la reconstruction CTF et la reconstruction régionale. Droite : $p_T$ des traces CTF en fonction du $p_T$ des traces régionales. . . . .	84
3.14	Gauche : distribution en $d_0$ des traces reconstituées avec la reconstruction CTF et la reconstruction régionale. Droite : $\eta$ des traces CTF en fonction du $d_0$ des traces régionales. . . . .	85
3.15	Gauche : distribution du nombre de coups formant les traces CTF et les traces régionales. Droite : Nombre de coups formant la trace CTF en fonction du nombre de coups formant la trace régionale. . . . .	85
3.16	Gauche : distribution en $\eta$ des traces reconstituées avec la reconstruction CTF et la reconstruction régionale. Droite : $\eta$ des traces CTF en fonction du $\eta$ des traces régionales. . . . .	86
3.17	Gauche : distribution en $p_T$ des traces reconstituées avec la reconstruction CTF et la reconstruction régionale. Droite : $p_T$ des traces CTF en fonction du $p_T$ des traces régionales. . . . .	86
3.18	Nombre de germes créé par la reconstruction CTF et par la reconstruction régionale dans les événements où les deux reconstructions ont fourni une bonne trace. . . . .	87
3.19	Traces de muons cosmiques (violet) reconstituées durant des événements de collisions du run 146644. . . . .	89
3.20	RPC Technical trigger : coïncidence dans le plan longitudinal. Les événements sont enregistrés si le muon cosmique a une trajectoire équivalente à un des segments rouges. . . . .	90
3.21	RPC Technical trigger : coïncidence dans le plan transversal. Les événements sont enregistrés si le muon cosmique passe par une des trois chambres du bas opposé à la chambre du haut. Un exemple est montré par les polygones jaunes. . . . .	91
3.22	Temps d'exécution de la condition de déclenchement HLT_REGIONAL-COSMICTRACKING en $ms$ . . . . .	93
3.23	Temps d'exécution de l'étape de génération des germes en $ms$ . . . . .	94
3.24	Temps d'exécution de création des traces candidates en $ms$ . . . . .	94
3.25	Temps d'exécution d'ajustement des traces en $ms$ . . . . .	94
3.26	Distributions en nombre de traces (a), $\eta$ (b), $p_T$ (c) et en nombre de coups par trace (d) pour les reconstructions régionales hors ligne et HLT et la reconstruction cosmique CTF. . . . .	95
3.27	Temps d'exécution de la condition de déclenchement HLT_REGIONAL-COSMICTRACKING en $ms$ avec la phase de reconstruction de traces (haut) et sans (bas). . . . .	96
3.28	Distributions du nombre de coups formant les traces reconstituées par les reconstructions régionale et CTF avant (a) et après (b) les modifications apportées en 2011. . . . .	98
3.29	Visualisation d'un événement en 3 dimensions (a) et dans le plan transversal (b) dans lequel une trace cosmique a été reconstituée par la reconstruction régionale et non retrouvée par la reconstruction cosmique CTF (run 167898). . . . .	99
4.1	Sections efficaces de production de particules supersymétriques au LHC [59]. . . . .	102
4.2	Diagrammes de Feynmann à l'arbre de production de paire de gluinos par les processus $qq$ en haut et fusion de gluons $gg$ en bas. Les diagrammes du bas sont les processus majoritaires au LHC. . . . .	103

4.3	Section efficace de production du gluino en fonction de la masse des squarks de première et deuxième génération pour une $m_{\tilde{g}} = 350 \text{ GeV}/c^2$ . . . . .	104
4.4	Incertitudes sur les PDF des quarks et gluons CTEQ6.6M.xx [61]. . . . .	105
4.5	Section efficace de production de paires de gluinos en fonction de la masse du gluino. Les lignes rouges centrales correspondent à la section efficace nominale $\sigma_{nom}$ . Les lignes vertes pointillées montrent l'incertitude due au choix de $\mu_{rf}$ et les bleues pointillées celle des PDF. . . . .	107
4.6	Sections efficaces totales NLO de production de paires de gluinos calculées avec les 44 PDF CTEQ6.6M pour 6 des 11 masses de gluinos étudiées dans cette thèse. Les bandes jaunes montrent les incertitudes dues aux PDF. Les bandes vertes correspondent aux incertitudes dues au choix de $\mu_{rf}$ combinées quadratiquement à celles dues aux PDF. . . . .	108
4.7	Sections efficaces totales NLO de production de paires de gluinos calculées avec les 44 PDF CTEQ6.6M pour 5 des 11 masses de gluinos étudiées dans cette thèse. Les bandes jaunes montrent les incertitudes dues aux PDF. Les bandes vertes correspondent aux incertitudes dues au choix de $\mu_{rf}$ combinées quadratiquement à celles dues aux PDF. . . . .	109
4.8	Désintégration du stop en $c\tilde{\chi}_1^0$ : énergie propre du stop (a) , énergie propre du quark (b), vertex effectif (c) . . . . .	110
4.9	Comparaisons de la distribution du nombre de jets et de l'énergie transverse manquante pour deux points dans l'espace $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ : (350, 160, 60) à gauche et (350, 160, 155) ( $\text{GeV}/c^2$ ) à droite et pour les quatre simulations possibles. . . . .	112
4.10	Comparaisons des distributions en $H_T$ pour deux points dans l'espace $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ : (350, 160, 60) à gauche et (350, 160, 155) ( $\text{GeV}/c^2$ ) à droite et pour les quatre simulations possibles. . . . .	113
4.11	Limites attendues et observées à 95 % de niveau de confiance par les expériences CDF et DØ au Tevatron et les expériences du LEP dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ . . . . .	113
4.12	Diagramme de Feynmann de la désintégration d'un des deux gluinos du processus complet en $b + W + c + \tilde{\chi}_1^0$ , l'état final dépend finalement de la désintégration du $W$ en $q\bar{q}$ ou en $l\nu_l$ . . . . .	118
4.13	Profils de luminosité intégrée délivrée par le LHC en rouge et enregistrée par CMS en bleu. . . . .	121
4.14	Isolation relative des muons reconstruits avec l'algorithme de <i>particleflow</i> . . . . .	122
4.15	Distribution du nombre de vertex dans les données et la simulation avant (a) et après repondération (b) pour les événements passant la sélection $Z \rightarrow \mu\mu$ décrite dans le texte. . . . .	123
4.16	Masse du système di-muon pour les événements passant la sélection $Z \rightarrow \mu\mu$ décrite dans le texte. . . . .	124
4.17	Distribution du $p_T$ (a), $\eta$ (b) et de l'isolation relative (c) des muons pour les événements passant la sélection $Z \rightarrow \mu\mu$ décrite dans le texte. . . . .	124
4.18	Distribution du nombre de jets de plus de 30 $\text{GeV}$ (a) et du $p_T$ de ces jets (b) pour les événements passant la sélection $Z \rightarrow \mu\mu$ décrite dans le texte. . . . .	125
4.19	Distribution du nombre de vertex dans les données et la simulation avant (a) et après repondération (b) pour les événements passant la sélection $W \rightarrow l\nu$ décrite dans le texte. . . . .	127
4.20	Distribution du $p_T$ (a), $\eta$ (b) et de l'isolation relative (c) des muons pour les événements passant la sélection $W \rightarrow l\nu$ décrite dans le texte. . . . .	127

4.21	Distribution du nombre de jets de plus de 30 $GeV$ (a) et du $p_T$ de ces jets (b) pour les événements passant la sélection $W \rightarrow l\nu$ décrite dans le texte. . . . .	128
4.22	Distribution de l'énergie transverse manquante (a) et de $H_T$ (b) pour les événements passant la sélection $W \rightarrow l\nu$ décrite dans le texte. . . . .	128
4.23	Masse transverse du boson $W^\pm$ pour les événements passant la sélection $W \rightarrow l\nu$ décrite dans le texte. . . . .	128
4.24	Diagramme de Feynmann de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ dans le canal semi-muonique. . . . .	129
4.25	Distribution du $p_T$ (a), $\eta$ (b) et de l'isolation relative (c) des muons passant les critères de présélection du signal. . . . .	130
4.26	Distribution du nombre de jets de plus de 30 $GeV$ (a) et du $p_T$ de ces jets (b) passant les critères de présélection du signal. . . . .	131
4.27	Distribution de l'énergie transverse manquante (a) et de $H_T$ (b) passant les critères de présélection du signal. . . . .	131
4.28	Distribution du $p_T$ (a) des muons, du nombre de jets de plus de 30 $GeV$ (b) et du $p_T$ de ces jets (c) pour les événements passant les sélections indiquées dans le tableau 4.10, $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, \tilde{\chi}_1^0) = (350, 140, 135)$ . . . . .	136
4.29	Distribution de l'énergie transverse manquante $\cancel{E}_T$ (a) et de $H_T$ (b) pour les événements passant les sélections indiquées dans le tableau 4.10, $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, \tilde{\chi}_1^0) = (350, 140, 135)$ . . . . .	136
4.30	Distribution du $p_T$ (a) des muons, du nombre de jets de plus de 30 $GeV$ (b) et du $p_T$ de ces jets (c) pour les événements passant les sélections indiquées dans le tableau 4.11, $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, \tilde{\chi}_1^0) = (500, 175, 60)$ . . . . .	136
4.31	Distribution de l'énergie transverse manquante $\cancel{E}_T$ (a) et de $H_T$ pour les événements passant les sélections indiquées dans le tableau 4.11, $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, \tilde{\chi}_1^0) = (500, 175, 60)$ . . . . .	137
4.32	Limites observées (ligne continue noire) et attendues (ligne pointillée noire) à 95 % de niveau de confiance dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ pour une masse de gluino $m_{\tilde{g}} = 295 GeV/c^2$ . . . . .	140
4.33	Limites observées (ligne continue noire) et attendues (ligne pointillée noire) à 95 % de niveau de confiance dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ pour une masse de gluino $m_{\tilde{g}} = 315 GeV/c^2$ . . . . .	141
4.34	Limites observées (ligne continue noire) et attendues (ligne pointillée noire) à 95 % de niveau de confiance dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ pour une masse de gluino $m_{\tilde{g}} = 335 GeV/c^2$ . . . . .	142
4.35	Limites observées (ligne continue noire) et attendues (ligne pointillée noire) à 95 % de niveau de confiance dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ pour une masse de gluino $m_{\tilde{g}} = 350 GeV/c^2$ . . . . .	143
4.36	Limites observées (ligne continue noire) et attendues (ligne pointillée noire) à 95 % de niveau de confiance dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ pour une masse de gluino $m_{\tilde{g}} = 375 GeV/c^2$ . . . . .	144
4.37	Limites observées (ligne continue noire) et attendues (ligne pointillée noire) à 95 % de niveau de confiance dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ pour une masse de gluino $m_{\tilde{g}} = 400 GeV/c^2$ . . . . .	145



# Liste des tableaux

1.1	Fermions : leptons et quarks [4] . . . . .	14
1.2	Interactions et bosons vecteurs[4] . . . . .	15
1.3	Composition des supermultiplets dans l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard. . . . .	24
1.4	Champs et particules du MSSM. . . . .	28
2.1	Caractéristiques principales des faisceaux du LHC pour les périodes 2010/2011 en comparaison du projet initial . . . . .	40
3.1	Nombre d'événements pour chaque catégorie de traces reconstruite et taux de traces pour chaque type de reconstruction pour le run 146644. . . . .	87
3.2	Temps d'exécution par événement en $ms$ pour chaque étape de la reconstruction cosmique régionale . . . . .	88
3.3	Temps d'exécution par événement en $ms$ pour chaque étape de la reconstruction cosmique CTF . . . . .	88
3.4	Nombre d'événements satisfaisant les conditions de déclenchement du HLT_TRACKER-COSMIC seul, contenant une trace reconstruite par la reconstruction cosmique CTF et par la reconstruction régionale. . . . .	92
3.5	Nombre d'événements satisfaisant la condition de déclenchement HLT_REGIONAL-COSMICTRACKING seul, contenant une trace reconstruite par la reconstruction cosmique CTF et par la reconstruction régionale. . . . .	97
4.1	Masses des particules supersymétriques générées et sections efficaces de production de paires de gluinos associées pour $m_{\tilde{g}} = 275, 295, 315$ et $335 GeV/c^2$ . 114	
4.2	Masses des particules supersymétriques générées et sections efficaces de production de paires de gluinos associées pour $m_{\tilde{g}} = 350, 375, 400$ et $425 GeV/c^2$ . 115	
4.3	Masses des particules supersymétriques générées et sections efficaces de production de paires de gluinos associées pour $m_{\tilde{g}} = 425, 450$ et $500 GeV/c^2$ . . 116	
4.4	Description des fonds du Modèle Standard avec le nombre d'événements générés, les sections efficaces de production et les luminosités équivalentes associées. . . . .	119
4.5	Description des lots de données enregistrés en 2010 et utilisés pour l'analyse. 120	
4.6	Nombre d'événements et erreurs statistiques associées passant les sélections $Z \rightarrow \mu\mu$ pour chaque bruit de fonds et pour les données . . . . .	125
4.7	Nombre d'événements et erreurs statistiques associées passant les sélections $Z \rightarrow \mu\mu$ pour chaque bruit de fonds et pour les données . . . . .	126
4.8	Nombre d'événements passant les critères de présélection du signal : 3 jets $> 30 GeV, \cancel{E}_T > 20 GeV$ et présence d'un muon et efficacités. Les incertitudes sont les incertitudes statistiques seulement. . . . .	130

4.9	Sections efficaces et incertitudes systématiques associées pour les principaux fonds du Modèle Standard. . . . .	133
4.10	Résumé pour un point de signal $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, \tilde{\chi}_1^0) = (350, 140, 135)$ du meilleur jeu de sélections, des $CL_s$ et de l'efficacité puis du détail du nombre d'événements et des incertitudes systématiques liées à l'échelle d'énergie des jets pour les bruits de fonds principaux. . . . .	134
4.11	Résumé pour un point de signal $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{t}_1}, \tilde{\chi}_1^0) = (500, 175, 60)$ du meilleur jeu de sélections, des $CL_s$ et de l'efficacité puis du détail du nombre d'événements et des incertitudes systématiques liées à l'échelle d'énergie des jets pour les bruits de fonds principaux. . . . .	135
4.12	Pour chaque point dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ et pour une masse de gluino $m_{\tilde{g}} = 315 \text{ GeV}/c^2$ , le tableau présente le meilleur jeu de sélections, le nombre d'événements de données, le nombre d'événements de fonds et de signaux avec leurs incertitudes statistiques et systématiques, et l'efficacité pour le signal. . . . .	138
4.13	Pour chaque point dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ et pour une masse de gluino $m_{\tilde{g}} = 425 \text{ GeV}/c^2$ , le tableau présente le meilleur jeu de sélections, le nombre d'événements de données, le nombre d'événements de fonds et de signaux avec leurs incertitudes statistiques et systématiques, et l'efficacité pour le signal. . . . .	138
4.14	Niveaux de confiance attendus et observés pour chaque point généré pour $m_{\tilde{g}} = 425 \text{ GeV}/c^2$ . . . . .	139
A.1	Niveaux de confiance attendus et observés pour chaque point généré pour $m_{\tilde{g}} = 275, 295, 315$ et $335 \text{ GeV}/c^2$ . . . . .	156
A.2	Niveaux de confiance attendus et observés pour chaque point généré pour $m_{\tilde{g}} = 350$ et $375 \text{ GeV}/c^2$ . . . . .	157
A.3	Niveaux de confiance attendus et observés pour chaque point généré pour $m_{\tilde{g}} = 400$ et $425 \text{ GeV}/c^2$ . . . . .	158
A.4	Niveaux de confiance attendus et observés pour chaque point généré pour $m_{\tilde{g}} = 450$ et $475 \text{ GeV}/c^2$ . . . . .	159
A.5	Niveaux de confiance attendus et observés pour chaque point généré pour $m_{\tilde{g}} = 500 \text{ GeV}/c^2$ . . . . .	160

NOM : TSCHUDI		DATE de SOUTENANCE		
Prénoms : Yohann		26 septembre 2011		
<b>TITRE : Reconstruction de muons cosmiques en collision et recherche de gluinos se désintégrant en dans l'expérience CMS au LHC</b>				
Numéro d'ordre : 152-2011				
DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR- INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT	DOCTORAT DE 3e CYCLE	Spécialité : Physique des Particules
<b>X</b>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	<input type="checkbox"/>	
Cote B.I.U. - Lyon : T 50/210/19 / et bis			CLASSE :	
<b>RESUME :</b>  L'expérience CMS ( <i>Compact Muon Solenoid</i> ), construite sur l'anneau du LHC ( <i>Large Hadron Collider</i> ), enregistre des données provenant des collisions proton-proton depuis 2 ans. L'alignement entre toutes les couches du trajectographe, sous-détecteur de CMS permettant la reconstruction et la mesure de l'impulsion des particules chargées, est effectué à l'aide de traces de particules créées lors de la collision et des traces créées par le passage de muons d'origine cosmique à travers ce détecteur. La première partie de ce livre sera dédiée à la reconstruction des traces de ces muons lors des collisions. Une nouvelle méthode, appelée reconstruction cosmique régionale, a été développée et mise en place. L'efficacité de 69% et le taux de faux de l'ordre de 1% permettent l'utilisation de ces traces pour l'alignement. La deuxième partie, portant sur l'analyse des données de collision, s'intéressera à la recherche de particules prédites par un modèle d'extension du Modèle Standard, la Supersymétrie, dans un scénario particulier, le scénario du Stop Léger. Dans le cas d'un fort mélange dans la troisième génération de squarks, le stop, partenaire supersymétrique du quark top, peut être léger. Dans l'analyse effectuée au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés au cas au $m_{\text{stop}} < m_{\text{top}}$ . Dans le MSSM avec conservation de la R-parité, le gluino serait formé par paire et se désintégrerait en un squark stop et un quark top. Le stop se désintégrerait quant-à-lui en un quark c et un neutralino, particule supersymétrique la plus légère du modèle, stable et interagissant faiblement. Aucun excès par rapport aux prédictions du Modèle Standard n'a été relevé en utilisant les $40\text{pb}^{-1}$ de données enregistrées par CMS en 2010. Les limites obtenues à 95% de niveau de confiance permettent d'exclure des masses de stop jusqu'à 175 GeV pour des masses de gluinos allant jusqu'à 350 GeV et des faibles différences de masses entre le stop et le neutralino.				
<b>MOTS-CLES :</b> Centre Européen de Recherche Nucléaire - Compact Muon Solenoid - Modèle Standard - Supersymétrie - Gluino - Stop - Neutralino - Exclusion – Limites à 95% de niveau de confiance				
Directeurs de recherches : Patrice Verdier				
Composition du jury : A. Deandrea - D. Contardo - C. Delaere - P. Gris - G. Sajot			167 pages	