HAL
open science

Recherche de brisure de la symétrie de Lorentz dans le secteur du quark top avec l'expérience CMS au LHC

Aurélien Carle

To cite this version:

Aurélien Carle. Recherche de brisure de la symétrie de Lorentz dans le secteur du quark top avec l'expérience CMS au LHC. Physique des accélérateurs [physics.acc-ph]. Université de Lyon, 2021. Français. NNT : 2021LYSE1186 . tel-03621941

HAL Id: tel-03621941

https://theses.hal.science/tel-03621941v1

Submitted on 28 Mar 2022

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.

N° d'ordre NNT : 2021LYSE1186

THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE LYON

opérée au sein de

l'Université Claude Bernard Lyon 1

École Doctorale N° 52

École Doctorale de Physique et d'Astrophysique

Spécialité de doctorat : Physique des particules

Soutenue publiquement le 4 octobre 2021, par :

Aurélien CARLE

Recherche de brisure de la symétrie de Lorentz dans le secteur du quark top avec l'expérience CMS au LHC

Devant le jury composé de :

Sabine	Crépé-Renaudin	Directrice de Recherche	CNRS	LPSC	Rapporteuse
Christophe	Delaere	Professeur	CP3	UCL	Rapporteur
Corinne	Augier	Professeure	UCBL	IP2I	Présidente du Jury
Christophe	Le Poncin-Lafitte	Astronome	PSL	SYRTE	Examinateur
Nicolas	Chanon	Chargé de recherche	CNRS	IP2I	Directeur de thèse
Stéphane	Perries	Maître de Conférences	UCBL	IP2I	Directeur de thèse

RÉSUMÉ

La symétrie de Lorentz (symétrie d'espace-temps de la relativité restreinte) est un pilier de toute la physique moderne. Elle peut être brisée dans certaines théories au-delà du modèle standard, donnant lieu à une signature dépendante du temps qui peut être recherchée au LHC.

Cette thèse présente deux études de la violation de la symétrie de Lorentz dans le secteur du quark top. La première, phénoménologique, présente les perspectives de recherches de cette brisure de symétrie avec la production de paire de quark top-antitop au LHC et dans d'autres scenarii de collisionneurs. Cette recherche abouti avec l'obtention de valeur précisions sur la mesure de la violation. La second partie sera destinée à la présentation de l'analyse réalisées avec les données de CMS pour le Run II du LHC. Cette recherche confirme les résultats de l'étude phénoménologique tout en offrant des perspectives recherches futurs.

ABSTRACT

The Lorentz symmetry (the space-time symmetry of special relativity) is a pillar of all modern physics. It can be broken in some theories beyond the standard model, giving rise to a time-dependent signature that can be searched for at the LHC.

This thesis presents two studies of Lorentz symmetry violation in the top quark sector. The first one, phenomenological, presents the perspectives of the search for this symmetry breaking with the production of top-antitop quark pairs at the LHC and in other collider scenarios. This research has been successful in obtaining precise measurements of the violation. The second part will be dedicated to the presentation of the analysis performed with CMS data for the LHC Run II. This research confirms the results of the phenomenological study while offering perspectives for future research.

REMERCIEMENTS

Dans un premier temps je voudrais remercier les gens qui n'ont franchement servi à rien mais que je regretterais de ne pas citer. Je peux penser à mes amis d'enfance, ceux qui étaient là durant ma soutenance, Marth, Anto, Val et Val, ceux qui sont venus au bar après (sans plus de commentaires) Flo et Tim.

Merci à ma famille. Mes parents pour m'avoir créé, mon frère et ma sœur pour avoir permis à ma mère d'avoir son quota pour la retraite anticipée.

Je vais remercier les gens qui même extérieures à ma thèse ont eu une relation privilégiée avec moi (enfin privilégiée ...). Clément pour avoir eu accès aux secrets les plus sombres de l'IP2I, Karim pour m'avoir permis d'accéder à mon bureau. Que serait la vie d'un thésard à l'IP2I sans Bruno ? C'est facile c't'une légende, les gens de sa partie l'appellent le Dabe et enlèvent leur chapeau rien qu'en entendant son blaze. Une épée, quoi ! Plus en profondeur chez les figurants, on trouvera Sonia pour la cérémonie des diplômes. Jean-Michel, responsable de l'UE de phy pour les bio, fut (enfin est) aussi quelqu'un qui m'a profondément touché.

Il y a ensuite l'équipe CMS dans son ensemble. Ça peut aller de Colin à Suzanne en passant par Viola. Même si cette dernière a eu l'intelligence de quitter le navire alors qu'il sombrait peu à peu dans les abysses des modèles à 800 paramètres libres.

Mine de rien ma petite aventure à l'APPN mérite de petits remerciements à la volée. Merci à Maryvonne, Yannick, Sylvie, Didier, Djamila, Franck et tous les autres.

Avant de passer au gratin... (de patates : les thésards quoi) je tiens à remercier très chaleureusement Sylvie (la même que l'APPN) et Stéphanie pour m'avoir de manière différente épaulé et conseillé pendant cette thèse. Une aide plus psychologique pour Sylvie, plus scientifique pour Stéphanie. Elles furent néanmoins toutes deux centrales à la maturation du thésard que j'étais et ce tel ... la licence poétique de ce remerciement sera laissée comme exercice au lecteur.

Ayé !! C'est le moment de remercier les autres kékosses (et docteurs depuis pour certains). Je pourrais en écrire des romans sur Gaël et notre similaire vie de doctorant, des romans sur les étranges ressemblances entre Hugues et le Marquis de Sade, des romans (l'anaphore est finie, promis) sur tous les thésards de 3e année quand j'étais en première Robin, Brice et Albert. Mais évidemment les plus importants furent les thésards de ma promo. Corentin avec qui j'ai partagé le représentanat des doctorants,

Shahram avec qui j'ai partagé mon dégoût du PSG, Amélie avec qui j'ai partagé Shahram, Jean-François avec qui j'ai partagé de la mauvaise foi avec un accent rustique (le type agricole), Lysandra avec qui j'ai partagé... le reste appartient à l'Histoire, Antoine avec qui j'ai partagé des moments d'ultime génance, Lucas avec qui j'ai partagé mon bureau, Nicolas et Chloé du GANIL avec qui je n'ai pas assez partagé, Quentin avec qui j'ai partagé la mère de Grégoire et Grégoire avec qui j'ai partagé ma dignité. Merci à Yannick et Guilliam pour avoir fait le déplacement à la soutenance et pour exister tout simplement. Grégory. C'est aussi ici que je vais remercier Cécile pour m'avoir soutenu (une façon politiquement correcte de dire supporter).

Maintenant les gens utiles. Je veux remercier très chaleureusement Sabine Crépé-Renaudin et Christophe Delaere d'avoir accepté de relire ma thèse, et d'avoir participé à ma soutenance, un des moments les plus importants de ma vie. Merci du fond du cœur à Christophe Le Poncin-Lafitte pour avoir partagé avec moi des souvenirs merveilleux mais illégaux dans la juridiction de l'Indiana. Et merci du fond du cœur à Corinne Augier qui m'a permis de répondre à une question existentielle. Oui Dieu existe et c'est une femme.

Avant d'exprimer ma reconnaissance à Nicolas et Stéphane, en vrai, je devrais encore une fois remercier Grégoire parce que c'est mon meilleur ami ... mais j'écris ces remerciements avec, à coté de moi, la peluche Koopa Troopa qui me fais conclure que je vais m'abstenir d'un second remerciement. <3

Enfin donc merci à Nicolas Chanon et Stéphane Perriès, mes deux directeurs de thèse. Ils m'ont permis d'avoir accès et de réussir un sujet en or qui m'a fait faire de la physique partant de la phénoménologie à l'expérimental. Un travail de physicien complet. Je les remercie tellement profondément que ce paragraphe ne comporte ni blagues nulles ni références capillotractés à Audiard. Merci tout simplement. <3

TABLE DES MATIÈRES

1 Chapitre 1 1

1.1 La physique sous l'angle des symétries 1
1.1.1 Galilée puis Newton et la philosophie naturelle 2
1.1.2 Mécanique analytique, Lagrangien et Lois physiques 2
1.1.3 Relativité Restreinte et Mécanique Quantique 3
1.1.4 Concept de symétrie en physique. 4

1.2 La Symétrie de Lorentz 4
1.2.1 L'apparition du groupe $SO(1,3)$ 5
1.2.2 Les représentations de $SO(1,3)$ 6
1.2.3 Quantification 8
1.2.4 Groupe de Lorentz et Lagrangien 8

1.3 Modèle Standard de la physique des particules 9
1.3.1 Présentation générale 9
1.3.2 Constituants du Modèle Standard 10
1.3.3 L'électrodynamique quantique (QED) 12
1.3.4 La théorie Électrofaible 14
1.3.5 La chromodynamique quantique (QCD) 19
1.3.6 Densité de probabilité partonique (PDF) 21
1.3.7 Le Lagrangien complet 23
1.3.8 Limites du Modèle Standard 25

1.4 Extension du Modèle Standard 26
1.4.1 Introduction 26
1.4.2 Interprétation de la violation de symétrie de Lorentz 27
1.4.3 La différence de transformation observateur / particule 29
1.4.4 Formalisme du SME 30
1.4.5 L'état de l'art 34
1.4.6 Conclusion 36

2 Étude phénoménologique 37
2.1 Le quark top 37
2.1.1 Production du quark top au LHC. 38
2.1.2 Désintégration du quark top. 39
2.2 Secteur du quark top dans le SME 40
2.3 Référentiel de l'expérience CMS. 47
2.3.1 Changement de mesure temporelle. 47
2.3.2 Rotation SCF → CMS 51
2.3.3 Les quantités $A^{\mu\nu}$ 53
2.3.4 Les équations 56
2.3.5 Représentation graphique. 58
2.4 Sensibilité aux collisionneurs 59
2.4.1 Precision attendue au LHC Run II 59
2.4.2 Projection pour les collisionneurs futurs 62
2.5 Conclusion 66
3 Le dispositif expérimental 67
3.1 Large Hadron Collider. 68
3.1.1 Accélération de protons 68
3.1.2 Les expériences 69
3.1.3 Luminosité. 70
3.1.4 Empilement 71
3.2 L'expérience CMS (*Compact Muon Solenoid*). 72
3.2.1 Système de coordonnées 73
3.2.2 Aimant solénoïdal 74
3.2.3 Le trajectographe : pixels et pistes de silicium 75
3.2.4 Calorimètre électromagnétique 77
3.2.5 Calorimètre hadronique. 80
3.2.6 Chambres à muons 81
3.2.7 Système de déclenchement 83
3.3 Mesure de la luminosité 84
4 Simulation et reconstruction des évènements 89
4.1 Génération des évènements 89
4.1.1 L'événement dur. 89
4.1.2 De l'événement dur aux particules dans le détecteur 90

4.1.3 Simulation du détecteur 92
4.2 Reconstruction des évènements 92
4.2.1 L'algorithme *Particle-Flow* (PF) 92
4.2.2 Isolation des leptons et des photons 98
4.2.3 Reconstruction des jets 99
4.2.4 Étiquetage des jets issus de quarks b 102
4.2.5 Énergie transverse manquante 104
4.3 Conclusion 104
5 Recherche d'une violation de la symétrie de Lorentz avec CMS au LHC . . 107
5.1 Reconstruction des évènements et identification des objets 108
5.2 Sélection des évènements 109
5.2.1 Sélection sur les chemins de déclenchement 109
5.2.2 Sélection hors-ligne 109
5.2.3 Reconstruction de la masse dilepton 111
5.3 Les bruits de fond 111
5.4 Corrections des simulations Monte-Carlo 113
5.4.1 Corrections appliquées aux évènements 114
5.4.2 Pondérations dues à la reconstruction et identification des leptons 116
5.5 Comparaison données/simulations 119
5.5.1 Validation des coupures 119
5.5.2 Comparaison sur des observables 119
5.6 Test statistique et incertitudes systématiques 120
5.6.1 L'ajustement par maximum de vraisemblance 120
5.6.2 La méthode CL_s 123
5.6.3 Liste des incertitudes systématiques 124
5.6.4 Incertitudes dépendantes du temps 126
5.7 Extraction du signal 126
5.7.1 Mesure différentielle en fonction du temps 129
5.7.2 Mesure des paramètres $c_{\mu\nu}$ dans le SME 131
5.7.3 Impacts des incertitudes systématiques 133
5.7.4 Discussion 135
Conclusion 137

A Annexe : Outils mathématiques 139
A.1 Structure algébrique 139
A.1.1 Groupe 139
A.1.2 Algèbre. 140
A.2 Groupe et algèbre de Lie. 140
A.2.1 Algèbre et crochet de Lie 141
A.3 Théorie des représentations 141
A.3.1 Définition 141
A.3.2 La représentation triviale 142
A.3.3 La représentation fondamentale 142
A.3.4 Exemples de groupes présent en physique 142
B Annexe : Approfondissement SME 143
B.1 Les $A^{\mu\nu}$ 143
B.2 Les fonctions $f(t)$ 145
B.2.1 $c_{\mathrm{XY}} = c_{\mathrm{YX}}$ 146
B.2.2 $c_{\mathrm{XZ}} = c_{ZX}$ 146
B.2.3 $c_{\mathrm{YZ}} = c_{\mathrm{ZY}}$ 146
B.2.4 Les cas c_{Ti} avec $i = X, Y, Z$ 147
B.3 Tracés des coefficients de Wilson 147
B.3.1 $c_{R\mu\nu}$ 148
B.3.2 $c_{\mu\nu}$ 148
B.3.3 $d_{\mu\nu}$ 149
B.4 Moyenne d'éléments de matrice $\langle A_{\mu\nu} \rangle$ 149
B.5 Maximum de modulation fonction de la latitude et de l'azimut. 150
B.5.1 $c_{\mathrm{XX}} = -c_{\mathrm{YY}}$ 151
B.5.2 $c_{\mathrm{XY}} = c_{\mathrm{YX}}$ 151
B.5.3 $c_{\mathrm{XZ}} = c_{ZX}$ 151
B.5.4 $c_{\mathrm{YZ}} = c_{\mathrm{YX}}$ 152
C Annexe : Complément d'analyse 153
C.1 Datasets pour les données 2016 et 2017 153
C.1.1 Liste des déclencheurs. 153
C.1.2 Liste des échantillons Monte-Carlo 155
C.1.3 Liste des échantillons de données 155

C.2 Facteurs correctifs sur les Monte-Carlo 156
C.2.1 Reconstruction, isolation, identification, des électrons et des muons 156
C.2.2 b-, c-, light-jets tagging 160
C.3 Comparaison DATA/Monte-Carlo pré-fits 163
C.4 Incertitudes systématiques 167

1 CHAPITRE 1

1.1 La physique sous l'angle des symétries 1
1.1.1 Galilée puis Newton et la philosophie naturelle 2
1.1.2 Mécanique analytique, Lagrangien et Lois physiques 2
1.1.3 Relativité Restreinte et Mécanique Quantique 3
1.1.4 Concept de symétrie en physique 4
1.2 La Symétrie de Lorentz 4
1.2.1 L'apparition du groupe $SO(1,3)$. 5
1.2.2 Les représentations de $SO(1,3)$ 6
1.2.3 Quantification 8
1.2.4 Groupe de Lorentz et Lagrangien 8
1.3 Modèle Standard de la physique des particules 9
1.3.1 Présentation générale 9
1.3.2 Constituants du Modèle Standard. 10
1.3.3 L'électrodynamique quantique (QED). 12
1.3.4 La théorie Électrofaible 14
1.3.5 La chromodynamique quantique (QCD) 19
1.3.6 Densité de probabilité partonique (PDF) 21
1.3.7 Le Lagrangien complet. 23
1.3.8 Limites du Modèle Standard. 25
1.4 Extension du Modèle Standard 26
1.4.1 Introduction 26
1.4.2 Interprétation de la violation de symétrie de Lorentz 27
1.4.3 La différence de transformation observateur / particule. 29
1.4.4 Formalisme du SME 30
1.4.5 L'état de l'art 34
1.4.6 Conclusion 36

1.1 LA PHYSIQUE SOUS L'ANGLE DES SYMÉTRIES

Les réflexions sur la nature du monde qui nous entoure sont apparues avec nous. Pourtant, les premières traces de pensées philosophiques de la nature semblent très récentes à l'échelle de notre histoire (Antiquité). Si les balbutiements de ce que l'on nomme aujourd'hui la physique peuvent trouver des racines dans les textes d'Aristote,

d'Empédocle ou encore de Démocrite, il semble plus pertinent de considérer l'apparition de la physique durant la Renaissance.

1.1.1 GALILÉE PUIS NEWTON ET LA PHILOSOPHIE NATURELLE

La proposition fondatrice de la physique est la citation de Galilée dans *l'Essayeur* en 1623, « La nature est écrite en langage mathématique ». Cette idée que nous savons *a posteriori* profondément fructueuse connaîtra la consécration absolue lors de la publication en 1687 du *Philosophiae naturalis principia mathematica* d'Isaac Newton. Ce traité donnera les clés de la construction mathématique des comportements dynamiques des objets (ou mécanique). Cette mécanique dite newtonienne, plus que de par ses innombrables prédictions vérifiées depuis plus de trois siècles, ira jusqu'à amener Urbain Le Verrier, en 1846, à postuler, par le calcul, l'existence d'une planète encore inconnue à l'époque : Neptune.

1.1.2 MÉCANIQUE ANALYTIQUE, LAGRANGIEN ET LOIS PHYSIQUES

Émergeant des travaux de Lagrange, Euler, Maupertuis, D'Alembert (fin du XVIIIe siècle) ou encore Hamilton (XIXe siècle), une reformulation de la mécanique newtonienne apparaît. Cette proposition théorique est basée sur l'existence d'une quantité mathématique nommée Lagrangien L homogène à une énergie. L'intégrale des Lagrangiens sur toute une période de temps joignant deux évènements A et B se nomme action S.

$$S = \int_{t_A}^{t_B} L \mathrm{d}t$$

Il est alors possible, par une proposition philosophique très élégante, de reconstruire intégralement la mécanique newtonienne. Ce principe appelé principe de moindre action stipule que : « Entre deux évènements A et B, la nature choisira la voie qui minimisera son action ». Cette formulation est mathématiquement équivalente à l'équation d'Euler-Lagrange :

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}}\right) - \frac{\partial L}{\partial q} = 0$$

avec q et $\dot{q}$ respectivement les coordonnées généralisées et leur dérivée temporelle. Le Lagrangien muni du principe de moindre action, suffit à générer, pour une théorie donnée, l'ensemble des relations mathématiques régissant les phénomènes physiques (observables, mesurables). Autrement dit, cette quantité peut aisément s'interpréter comme représentant le concept de « Loi Physique».

Transformation de Galilée	Transformation de Lorentz
$\begin{cases} t' = t \\ \vec{r}' = \vec{r} - \vec{v}t \end{cases}$	$\begin{cases} ct' = \gamma\left(ct - \vec{\beta}\cdot\vec{r}_{\parallel}\right) \\ \vec{r}'_{\parallel} = \gamma\left(\vec{r}_{\parallel} - ct\vec{\beta}\right) \\ \vec{r}'_{\perp} = \vec{r}_{\perp} \end{cases}$

TAB. 1.1: Résumé des transformations de coordonnées dans le cas newtonien (Galilée) et dans le cas relativiste (Lorentz). Le vecteur position $\vec{r}$ est décomposé en une composante parallèle ($\parallel$) et une composante perpendiculaire ($\perp$). Autrement dit $\vec{r} = \vec{r}_{\parallel} + \vec{r}_{\perp}$.

1.1.3 RELATIVITÉ RESTREINTE ET MÉCANIQUE QUANTIQUE

Coup sur coup, la physique du XXe siècle va connaître deux révolutions. La première viendra de l'unification sous un même formalisme de l'électromagnétisme et de la mécanique. En effet, la fin du XIXe siècle est marquée par le triomphe de la théorie de l'électromagnétisme. Cette théorie permet la description de tous les phénomènes électromagnétiques grâce aux équations pilotant les champs électrique et magnétique, les équations de Maxwell

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \qquad \vec{\nabla}\wedge\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla}\cdot\vec{B} = 0 \qquad \vec{\nabla}\wedge\vec{B} = \mu_0\vec{j} + \epsilon_0\mu_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$$

Il semblait y avoir une dualité entre la mécanique newtonienne et l'électromagnétisme. Lors d'un changement de référentiel inertiel, la mécanique newtonienne doit transformer ses équations sous transformation de Galilée pour assurer l'invariance de leur forme mathématique. Les équations de Maxwell, elles, se transforment par transformations de Lorentz. Cette transformation est pilotée par le facteur de Lorentz :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{1.1}$$

avec β le rapport de la vitesse entre les deux référentiels et la vitesse de la lumière dans le vide. L'ensemble des transformation est résumé dans la table TAB.1.1.

S'appuyant sur les travaux de Poincaré, Lorentz, Minkowski, Einstein va construire en 1905 une théorie unificatrice qui présentera la dynamique des corps dont les changements de coordonnées se feront par transformation de Lorentz. Il s'agit de la Relativité Restreinte. La deuxième révolution viendra avec la découverte d'objets infiniment petits comme l'électron par Thomson à la fin du XIXe siècle. Des problématiques conceptuelles amèneront les physiciens comme Bohr, Dirac, Schrödinger, Pauli ou encore Heisenberg à créer une nouvelle mécanique de description du monde infinitésimal, la mécanique quantique. Très vite, la volonté de description des champs dans

cette mécanique nouvelle vont conduire à la proposition théorique, aujourd'hui encore d'actualité : la Théorie Quantique des Champs. Dans cette théorie les particules sont vues comme des excitations de champs quantiques.

1.1.4 CONCEPT DE SYMÉTRIE EN PHYSIQUE

Le concept de symétrie est omniprésent en physique. Bien que présent dès les débuts de la physique, ce n'est qu'à la fin du XIXe siècle que Pierre Curie proposera explicitement d'élever le concept de symétrie en principe physique. « Lorsque certaines causes produisent certains effets, les éléments de symétrie des causes doivent se retrouver dans les effets produits. ». Dans les premiers temps, c'est le domaine de la cristallographie qui usera de ce principe. Mais au début du XXe siècle, la mathématicienne Amalie (Emmy) Noether introduisit un théorème associant à chaque conservation (ou symétrie) du Lagrangien (par un paramètre donné), une quantité conservée. Par exemple la conservation du Lagrangien au cours du temps induira la conservation de l'énergie totale d'un système, la symétrie du lagrangien par translation induira la conservation de la quantité de mouvement.

Le théorème de Noether au début du XXe siècle marquera un changement de paradigme au sein de la physique. Depuis lors, les théories fondamentales de physique sont toujours bâties autour d'un Lagrangien et des symétries qu'il porte. Dans la suite de ce chapitre seront introduits les symétries et le Lagrangien permettant la compréhension des particules élémentaires dans le cadre théorique de la théorie quantique des champs et plus précisément du Modèle Standard de la physique des particules.

1.2 LA SYMÉTRIE DE LORENTZ

La Relativité Restreinte, après plus d'un siècle de réussite, est aujourd'hui la théorie centrale de la physique moderne. Elle est le socle commun à la Relativité Générale et à la Théorie Quantique des champs. Une approche telle que la théorie quantique des champs, qui se veut descriptive de la nature, doit respecter la Relativité Restreinte. Il est possible de reconstruire la Relativité Restreinte sous l'angle des symétries. Cela consiste simplement à postuler la conservation de l'intervalle d'espace-temps ds défini par :

$$\boxed{\mathrm{d}s^2 = c^2\mathrm{d}t^2 - \mathrm{d}\vec{r}^{\,2} = \sum_{\mu=0}^{3}\sum_{\nu=0}^{3} g_{\mu\nu}\mathrm{d}x^\mu\mathrm{d}x^\nu} \tag{1.2}$$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide et

$$(g_{\mu\nu}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{1.3}$$

La manipulation des symétries va faire appel à des structures mathématiques nommées groupes dont un bref rappel est présent en annexe A.1.1.

1.2.1 L'APPARITION DU GROUPE $SO(1,3)$

Dans la suite de ce manuscrit seront utilisées les lettres grecques en guise d'indices d'espace-temps ainsi que la convention de sommation d'Einstein[1]. En développant le postulat, pour deux référentiels inertiels, dont un symbolisé par « ′», on a :

$$\begin{aligned} \mathrm{d}s^2 &= \mathrm{d}s'^2 \\ g_{\mu\nu}\mathrm{d}x^\mu \mathrm{d}x^\nu &= g_{\alpha\beta}\mathrm{d}x'^\alpha \mathrm{d}x'^\beta \\ &= g_{\alpha\beta}\Lambda^\alpha{}_\mu \mathrm{d}x^\mu \Lambda^\beta{}_\nu \mathrm{d}x^\nu \\ &= \Lambda^\alpha{}_\mu g_{\alpha\beta}\Lambda^\beta{}_\nu \mathrm{d}x^\mu \mathrm{d}x^\nu \end{aligned}$$

où les éléments Λ sont nommés transformations de Lorentz.

Finalement, la Relativité Restreinte peut s'exprimer comme l'invariance des lois physiques sous l'application d'un groupe de symétrie composé d'objets Λ répondant à l'équation :

$$g = \Lambda^t g \Lambda \tag{1.4}$$

Cette relation fait de Λ un élément du groupe $\mathrm{O}(1,3)$. Il est possible de déduire de (1.4) :

$$\det(\Lambda) = \pm 1 \tag{1.5}$$

ainsi que :

$$\begin{aligned} \left(\Lambda^0_0\right)^2 &= 1 + \sum_{i=1}^{3} \left(\Lambda^i_0\right)^2 \\ |\Lambda^0_0| &> 1 \end{aligned} \tag{1.6}$$

Lorsque $\Lambda^0_0 > 1$ la sous-structure est dite orthochrone, non-orthochrone sinon. Il est à noter que seule la sous-structure spéciale ($\det(\Lambda) = +1$) orthochrone est un groupe. Il s'agit du groupe $SO(1,3)$ ou groupe de Lorentz réduit.

1 Les symboles $\sum$ sont omis en cas de sommation sur des indices d'espace-temps.

1.2.2 LES REPRÉSENTATIONS DE $SO(1,3)$

La théorie mathématique des groupes fournit une grille de lecture avec la théorie des représentations qui est fondamentale en physique des particules. Dans ce contexte, chacune des représentations de $SO(1,3)$ peut nous donner des objets exploitables en physique.

1.2.2.1 *Représentation triviale*

En théorie des groupes, tout groupe possède une représentation dite triviale qui consiste à représenter chaque élément par une matrice unité. Cela implique que les objets sur lesquels sont appliquées ces transformations sont de type scalaire à l'image des champs quantiques de spin 0.

1.2.2.2 *Boosts et rotations : représentation fondamentale de $SO(1,3)$*

De manière triviale, on peut décomposer les éléments de $SO(1,3)$ en combinaison linéaire sur la base composée de $R_{i=1,2,3}$ et $B_{i=1,2,3}$ suivante :

$$
\begin{aligned}
R_{\mathrm{x}} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ 0 & 0 & \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} & B_{\mathrm{x}} &= \begin{pmatrix} \cosh(\eta) & \sinh(\eta) & 0 & 0 \\ \sinh(\eta) & \cosh(\eta) & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
R_{\mathrm{y}} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta) & 0 & \sin(\theta) \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\sin(\theta) & 0 & \cos(\theta) \end{pmatrix} & B_{\mathrm{y}} &= \begin{pmatrix} \cosh(\eta) & 0 & \sinh(\eta) & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ \sinh(\eta) & 0 & \cosh(\eta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\
R_{\mathrm{z}} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\theta) & -\sin(\theta) & 0 \\ 0 & \sin(\theta) & \cos(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} & B_{\mathrm{z}} &= \begin{pmatrix} \cosh(\eta) & 0 & 0 & \sinh(\eta) \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \sinh(\eta) & 0 & 0 & \cosh(\eta) \end{pmatrix}
\end{aligned}
\tag{1.7}
$$

Ces matrices représentent les rotations et les boosts selon les axes $\{x, y, z\}$. Elles s'appliquent sur des objets nommés 4-vecteurs. Ces derniers comportent tous une composante temporelle et 3 spatiales. Ces objets sont par exemple les 4-vecteurs dynamiques (position, vitesse, ...), électromagnétiques (courant) mais aussi, on le verra dans la suite, des champs quantiques de spin 1 comme le champ photonique A^{μ}.

1.2.2.3 *Les 2-spineurs : représentation fondamentale de $SU(2) \otimes SU(2)$*

Dans la théorie des groupes, un ensemble spécifique de groupes nommé groupes de Lie (précisions dans l'annexe A.2), dont $SO(1,3)$ est un des représentants, porte

des propriétés particulièrement utiles. Il est possible de reconstruire intégralement le groupe grâce à une relation impliquant des matrices 4×4 dites générateurs infinitésimaux. Pour $\Lambda \in SO(1,3)$:

$$\Lambda = \exp\left\{\sum_{i=1}^{3} \theta_i J^i + \sum_{j=1}^{3} \eta_j K^j\right\} \tag{1.8}$$

J_i, K_i représentent les générateurs infinitésimaux respectivement des rotations et des boosts présentés à (1.7).

Dans le cas où le groupe possède plusieurs générateurs, ces derniers peuvent être caractérisés par des relations définissant une algèbre de Lie (voir A.1.2). L'algèbre de Lie des générateurs de $SO(1,3)$ est définie par les commutateurs (ou crochets de Lie) :

$$[J_a, J_b] = -[K_a, K_b] = i\sum_{c=1}^{3} \epsilon_{abc} J_c$$

$$[J_a, K_b] = i\sum_{c=1}^{3} \epsilon_{abc} K_c \tag{1.9}$$

avec ϵ_{abc} le symbole de Levi-Civita totalement antisymétrique sur ses indices. On nomme cette algèbre $\mathfrak{so}(1,3)$. Il existe une application bijective qui permet de créer un nouveau jeu de générateurs :

$$J_a^+ = \frac{1}{2}\left(J_a + iK_a\right) \qquad J_a^- = \frac{1}{2}\left(J_a - iK_a\right) \tag{1.10}$$

Avec ces nouveaux générateurs, les algèbres de Lie sont données par :

$$\begin{aligned}
[J_a^+, J_b^+] &= \frac{i}{2}\sum_{c=1}^{3} \epsilon_{abc} J_c^+ \\
[J_a^-, J_b^-] &= \frac{i}{2}\sum_{c=1}^{3} \epsilon_{abc} J_c^- \\
[J_a^+, J_b^-] &= 0
\end{aligned} \tag{1.11}$$

Il s'agit là d'un des résultats les plus spectaculaires de la théorie des groupes. En effet, il est possible de transformer l'algèbre $\mathfrak{so}(1,3)$ en une combinaison de deux algèbres indépendantes $\mathfrak{su}(2)$. Autrement dit, on a la relation d'isomorphie :

$$\mathfrak{so}(1,3) \simeq \mathfrak{su}(2) \oplus \mathfrak{su}(2) \tag{1.12}$$

A partir de cette algèbre on peut construire le groupe $SU(2) \otimes SU(2)$. A l'instar des éléments de $SO(1,3)$ qui agissent sur des 4-vecteurs, les éléments du groupe $SU(2) \otimes SU(2)$ agissent sur des objets de type 2-spineurs. Ces 2-spineurs sont des objets mathématiques qui décrivent des entités comme les champs quantiques de spin ½ (par exemple le champ électronique).

1.2.3 QUANTIFICATION

Le respect de la symétrie de Lorentz pour les lois physiques impose la nature possible des champs quantiques (scalaires , 4-vecteurs, 2-spineurs). Il est nécessaire d'établir des équations d'états pour ces champs. Une procédure plus standard est utilisée dans cette section[2]. Elle consiste à quantifier l'équation d'énergie totale relativiste grâce au principe de correspondance de Bohr :

$$\hat{H} \to i\partial_t$$
$$\hat{\vec{P}} \to -i\vec{\nabla}$$

Avec $\hbar = c = 1$ (système d'unités naturelles)

$$E^2 = p^2 + m^2 \implies -\partial_t^2 = -\triangle + m^2 \tag{1.13}$$

En notation indicielle appliquée sur un champ scalaire, on a :

$$\left(\partial_\mu \partial^\mu - m^2\right)\phi = 0 \qquad \text{(équation de Klein-Gordon)} \tag{1.14}$$

L'équation étant la version quantique de la relation d'énergie totale, elle est respectée par tout champs. Cependant, la structure des 2-spineurs demande une adaptation de l'équation de Klein-Gordon. La linéarisation de cette équation, que l'on doit à Dirac, permet cela tout en intégrant naturellement les matrices de Pauli (opérateurs de spin ½).

$$\left(i\gamma^\mu \partial_\mu - m\right)\psi = 0 \qquad \text{(équation de Dirac)} \tag{1.15}$$

Pour respecter l'équation (1.14), on voit que les matrices 4×4 dite de Dirac doivent respecter une relation d'algèbre de Clifford :

$$\{\gamma^\mu, \gamma^\nu\} = \frac{1}{2} g^{\mu\nu} \tag{1.16}$$

Pour les champs 4-vectoriels, l'équation de Klein-Gordon est suffisante. Pour avoir une expression la plus générale possible on peut utiliser l'invariance de jauge provenant de l'électromagnétisme. Cela donne l'équation :

$$\partial_\mu \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu \partial_\mu A^\mu - m^2 A^\nu = 0 \qquad \text{(équation de Proca)} \tag{1.17}$$

1.2.4 GROUPE DE LORENTZ ET LAGRANGIEN

La théorie quantique des champs utilise le formalisme Lagrangien (présenté au chapitre 1.1.2). Les champs étant des entités définies sur les quatre dimensions d'espace-temps, il est plus pertinent d'utiliser des densités lagrangiennes $\mathcal{L}$. Cette dernière diffère du Lagrangien traditionnel par sa généralisation au paramétrage quadridimensionnel. Autrement dit $L(t) \to \mathcal{L}(t, x, y, z)$. Nous utiliserons dans la suite Lagrangien

2 Il est possible par la théorie des groupes d'accéder à ces équations, mais l'approche est très complexe.

Termes de masse	Scalaires dynamiques	Termes couplés
$m^2\phi^\dagger\phi$	$\partial_\mu\phi^\dagger\partial^\mu\phi$	$\bar{\psi}\phi\psi$
$m\bar{\psi}\psi$	$\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma_5\partial_\mu\psi \quad \bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi$	$\bar{\psi}\gamma_\mu A^\mu\psi$
$m^2 A_\mu A^\mu$	$\partial_\mu\partial^\mu\partial_\nu A^\nu$	$\alpha\bar{\psi}A^\mu\partial_\mu\psi$

Tab. 1.2: Table des combinaisons de champs quantiques respectant la symétrie de Lorentz. Les coefficients m de dimension $[m] = M$ et α de dimension $[\alpha] = M^{-1}$ assurent la dimension M^4 aux différents termes.

ou densité lagrangienne indifféremment. Devant respecter la relativité restreinte, donc la symétrie $SO(1,3)$, son Lagrangien doit être un scalaire de Lorentz. De plus, en unité naturelle, le lagrangien est de dimension $[\mathcal{L}] = M^4$, ce qui va contraindre la forme des scalaires de Lorentz.

Quelques scalaires de Lorentz construits à partir des champs quantiques sont résumés dans la table Tab.1.2.

1.3 MODÈLE STANDARD DE LA PHYSIQUE DES PARTICULES

1.3.1 PRÉSENTATION GÉNÉRALE

Le Modèle Standard de la physique des particules est une proposition théorique décrivant les particules élémentaires ainsi que leurs interactions. Il est construit autour d'une symétrie locale $U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_C$ des lois physiques, dite symétrie de jauge. Parmi les interactions fondamentales, celle qui est la mieux connue est l'interaction électromagnétique, responsable de la cohésion des atomes, couplant les particules portant une charge électrique. Cette interaction est décrite par la théorie de l'électrodynamique quantique ou QED (*Quantum electro-dynamics*). La deuxième interaction, interaction faible est responsable des phénomènes radioactifs. Elle est décrite au sein de la théorie électro-faible ou EW (*ElectroWeak*) élaborée par Sheldon Glashow [1] et complétée par Steven Weinberg [2] et Abdus Salam [3] en 1967 avec l'introduction du mécanisme de Higgs développé par Robert Brout, François Englert[4] et Peter Higgs [5] en 1964, permettant entre autre de générer la masse des bosons de jauge W et Z. La théorie est confirmée avec la découverte des bosons massifs $W^\pm$ et Z^0 en 1983, et la découverte du boson de Higgs, pièce manquante du puzzle, le 4 juillet 2012 par les collaborations ATLAS [6] et CMS [7] du LHC, un triomphe pour le Modèle Standard. Cette proposition unifie l'interaction faible et le formalisme de QED. Enfin, le Modèle Standard tient compte de l'interaction forte responsable de la cohésion atomique restreinte aux particules portant des charges de couleurs. Cette interaction est

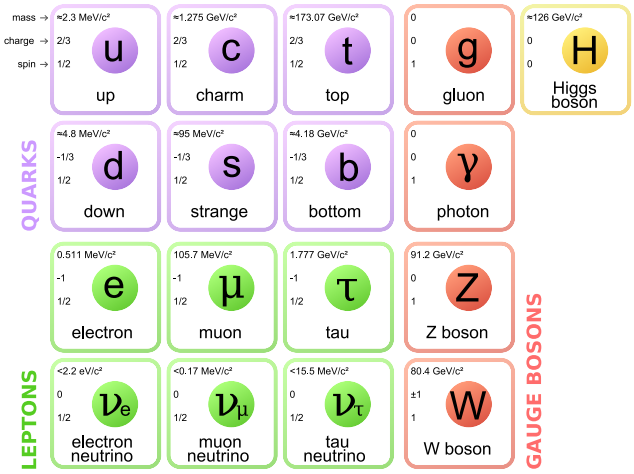


FIG. 1.1: Les particules élémentaires du Modèle Standard.

décrite par une théorie parallèle mais non unifiée avec l'interaction électrofaible (dans le Modèle Standard) qu'est la chromodynamique quantique ou QCD (*Quantum ChromoDynamics*). L'interaction gravitationnelle n'est pas décrite par le Modèle Standard.

1.3.2 CONSTITUANTS DU MODÈLE STANDARD

1.3.2.1 Les fermions

Les fermions sont les particules de matière. Ils ont un spin ½. Ils suivent la statistique de Fermi-Dirac qui implique le principe d'exclusion de Pauli : deux fermions identiques ne peuvent pas occuper le même état quantique. Ceci explique la raison d'être des couches électroniques d'un atome. Les fermions sont pilotés par l'équation de Dirac (1.15). Étant des représentations de $SU(2) \times SU(2)$, les fermions sont des doubles doublets représentant, selon le choix des matrices de Dirac γ^μ, des doublets particule/antiparticule (réalisation de Dirac) ou des doublets gauche/droit (réalisation de Weyl). Ces formes sont présentées dans la figure FIG.1.3.

LES LEPTONS Ce sont les fermions insensibles à l'interaction forte. Ils sont colorés en vert dans la figure FIG.1.1.

LES QUARKS Ce sont les fermions sensibles aux l'interactions électromagnétique, faible et forte. Ils sont colorés en violet dans la figure FIG.1.1. Les quarks sont les composants des noyaux atomiques.

	Réalisation de Dirac	Réalisation de Weyl
Fermion	$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_{\text{particule}} \\ \Psi_{\text{antiparticule}} \end{pmatrix}$	$\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_{\text{gauche}} \\ \Psi_{\text{droit}} \end{pmatrix}$
Matrices de Dirac	$\gamma^0 = \begin{pmatrix} \mathbb{1}_2 & 0 \\ 0 & -\mathbb{1}_2 \end{pmatrix}$	$\gamma^0 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{1}_2 \\ \mathbb{1}_2 & 0 \end{pmatrix}$
	$\gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & -\sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix}$	$\gamma^i = \begin{pmatrix} 0 & -\sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix}$
	$\gamma^5 = \begin{pmatrix} 0 & \mathbb{1}_2 \\ \mathbb{1}_2 & 0 \end{pmatrix}$	$\gamma^5 = \begin{pmatrix} -\mathbb{1}_2 & 0 \\ 0 & \mathbb{1}_2 \end{pmatrix}$

TAB. 1.3: Résumé des représentations de fermions. Les σ_i sont les matrices de Pauli.

Interaction	boson(s)	masse (GeV)[8]	intensité relative	portée (m)
forte	g	0	1	$\sim 10^{-15}$
électromagnétique	γ	0	10^{-2}	∞
faible	$W^{\pm}$	80.385 ± 0.015	10^{-5}	$\sim 10^{-18}$
	Z^0	91.1876 ± 0.0021		

TAB. 1.4: Les interactions fondamentales et leurs bosons médiateurs.

1.3.2.2 Les bosons

Les bosons sont des particules de spin entier. Ils suivent la statistique de Bose-Einstein. Ils sont vecteurs d'interaction et leurs caractéristiques sont résumées dans la table TAB.1.4.

1.3.2.3 Les symétries de jauges

La grande force du Modèle Standard est sa capacité à décrire les résultats expérimentaux. A l'instar de la symétrie de Lorentz qui contraint la forme des objets répondant aux lois physiques, les symétries de jauge vont contraindre les formes des interactions entre particules tout en introduisant naturellement les bosons vecteurs de ces interactions. Si dans le chapitre précédent c'est à partir d'une quantité fondamentale (l'intervalle d'espace-temps) qu'a été construite la symétrie de Lorentz ainsi que ses conséquences, pour la compréhension des symétries de jauge, c'est la conservation de la densité lagrangienne qui va être nécessaire.

Une symétrie de jauge correspond à la conservation du Lagrangien après une transformation qui dépend des coordonnées d'espace-temps (ou locale). Les transformations de jauge validées expérimentalement à ce jour sont éléments des groupes $U(1)$, $SU(2)$ et $SU(3)$ dont les définitions sont rappelées en annexe A.3.4.

1.3.3 L'ÉLECTRODYNAMIQUE QUANTIQUE (QED)

1.3.3.1 *L'interaction électromagnétique*

La QED (pour *Quantum Electro-Dynamic*) a pour but de décrire au sein de la théorie quantique des champs, l'interaction électromagnétique. Pour ce faire elle doit à la fois présenter la charge fondamentale $e = 1.602\,176\,634 \times 10^{-19}$ C, ainsi que les champs électrique $\vec{E}$ et magnétique $\vec{B}$, condensés dans le tenseur de Maxwell-Faraday (ou tenseur électromagnétique) $F^{\mu\nu}$. Cette théorie propose que l'interaction électromagnétique consiste en un échange d'un boson électromagnétique (le photon) entre deux particules chargées. La charge électrique est donc élevée au statut de nombre quantique et est par conséquent valeur propre d'un opérateur de charge (noté C).

1.3.3.2 *La symétrie de jauge $U(1)$*

La QED est l'approche théorique proposant la conservation de la symétrie de jauge la plus simple. Premièrement, le groupe de symétrie conservé est $U(1)_{\text{em}}$ autrement dit l'ensemble des nombres complexes de module 1. Ensuite, le Lagrangien est minimal. Il ne comporte qu'une partie cinétique pour les fermions et le boson électromagnétique (photon). Le Lagrangien composé de champs libres est donné par[3] :

$$\mathcal{L} = \underbrace{\frac{i}{2}\bar{\psi}\gamma^\mu \overleftrightarrow{\partial}_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi}_{\text{équation de Dirac}} \quad \underbrace{-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\text{équation de Maxwell}} \tag{1.18}$$

avec $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$. Pour un champ ψ répondant à une transformation $U(1)$ locale de forme

$$\begin{aligned} \psi \to \psi' &= e^{i\theta(x)C}\psi \\ \bar{\psi} \to \bar{\psi}' &= \bar{\psi}e^{-i\theta(x)C} \end{aligned}$$

avec C le générateur de $U(1)$ et $\theta(x)$ une fonction quelconque dérivable dépendant de la coordonnée d'espace-temps x. On observe que :

$$\mathcal{L}' = \frac{i}{2}\bar{\psi}\gamma^\mu \overleftrightarrow{\partial}_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi \quad \underbrace{-C\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\theta(x)}_{\text{rémanence de la transformation}} \quad -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{1.19}$$

3 Cette forme exotique de l'écriture de la partie cinétique des fermion fait apparaître la notation $A\overleftrightarrow{\partial}_\mu B = A\partial_\mu B - \partial_\mu(A)B$.

La symétrie de jauge n'est clairement pas conservée car $\mathcal{L}' \neq \mathcal{L}$. La proposition forte de la QED est de régler le problème du couplage fermions/photon en forçant la symétrie de jauge. Pour cela on construit un objet nommé dérivée covariante D_μ qui est la dérivée corrigée par un terme portant le photon A^μ :

$$D_\mu = \partial_\mu + ieCA_\mu \tag{1.20}$$

Ce terme additionnel porte la charge électrique élémentaire e et l'opérateur de charge judicieusement appelé également C. Cet opérateur a pour valeur propre ± 1 pour les leptons, $\mp\frac{1}{3}$ et $\pm\frac{2}{3}$ pour les quarks et est également un générateur du groupe $U(1)$. La dérivée covariante placée dans notre Lagrangien, on a après transformation :

$$\mathcal{L}' = \frac{i}{2}\bar{\psi}\gamma^\mu \overleftrightarrow{\partial}_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi \quad \underbrace{-e\bar{\psi}\gamma^\mu CA_\mu\psi}_{\text{couplage fermion/photon}} \quad -C\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\theta(x) \quad -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{1.21}$$

Le couplage central de cette théorie est présent mais l'invariance de jauge $U(1)$ n'est toujours pas respectée. C'est en remarquant le terme de couplage linéaire en A^μ que l'on peut faire appel à une propriété déjà connue dans la théorie classique de l'électromagnétisme : l'invariance de jauge du potentiel vecteur. En effet les équations de Maxwell sous forme covariante :

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = j^\nu \tag{1.22}$$

laissent entendre que le 4-potentiel A^μ est défini à un gradient arbitraire près sans perte de généralité. En choisissant ce gradient de sorte que :

$$A^\mu \to A^\mu - \frac{1}{e}\partial^\mu\theta(x) \tag{1.23}$$

alors l'invariance de jauge $U(1)$ est respectée.

Finalement l'électrodynamique quantique s'exprime :

$$\boxed{\mathcal{L}_{\text{QED}} = \frac{i}{2}\bar{\psi}\gamma^\mu \overleftrightarrow{D}_\mu \psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}} \tag{1.24}$$

avec les transformations de jauge $U(1)$:

$$\psi \to e^{i\theta(x)C}\psi$$
$$A^\mu \to A^\mu - \frac{1}{e}\partial^\mu\theta(x)$$

On remarque que si l'on associait un terme de masse supplémentaire au photon $\propto A^\mu A_\mu$ on briserait l'invariance de jauge sans compensation possible. Ceci corrobore la donnée empirique de l'absence de masse du photon.

Ce paragraphe a souligné la puissance des symétries appliquées à la théorie quantique des champs. Si imposer la symétrie de Lorentz permet de construire les champs quantiques des particules de spin ½ et de spin 1, imposer la symétrie de jauge $U(1)$ permet de décrire naturellement l'interaction électromagnétique. Les autres interactions sont aussi déduites d'une procédure de conservation de jauge.

	Doublet d'isospin	Singlet d'isospin
Leptons	$L_A = \begin{pmatrix} \nu_A \\ \ell_A \end{pmatrix}_L$	$R_A = (\ell_A)_R$
Quarks	$Q_A = \begin{pmatrix} u_A \\ d_A \end{pmatrix}_L$	$U_A = (u_A)_R$, $D_A = (d_A)_R$

Tab. 1.5: Notation des objets respectant la symétrie $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$. Les indices $A = 1, 2, 3$ représentent la génération de la particule associée.

1.3.4 LA THÉORIE ÉLECTROFAIBLE

1.3.4.1 L'interaction faible

De nombreuses expériences sur la radioactivité β telle que l'expérience de Chien-Shiung Wu [9] démontrèrent la violation de la parité chez les leptons. Cela implique que la radioactivité n'agit pas de manière identique selon les particules. Pour rappel les fermions répondant à l'équation de Dirac sont des représentations du groupe $SU(2) \otimes SU(2)$. On peut les considérer comme des doublets $SU(2)$ indépendants (simple spineur) appelés spineur droit et spineur gauche. Seuls les spineurs gauches interagissent faiblement. Ainsi la symétrie associée $SU(2)$ sera L (pour *left*).

1.3.4.2 La symétrie de jauge $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$

Si le principe général de la symétrie de jauge $U(1)$ est présent, la présence de subtilités avec l'interaction faible implique un travail plus profond. Pour construire la théorie il est nécessaire de traiter les fermions gauches et droits indépendamment. Les fermions gauches seront traités en doublet $SU(2)_L$ par paire interagissant durant une désintégration. Les fermions droits sont représentés en singlet. Les objets respectant la symétrie $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ sont résumés dans la table Tab.1.5. Avec une procédure similaire à la QED, la symétrie de jauge $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ du Lagrangien est respectée sous les transformations :

$$Q \to e^{i\vec{\theta}(x)\cdot\vec{T} + i\vartheta(x)Y} Q \tag{1.25}$$

$$U \to e^{i\vartheta(x)Y} U \tag{1.26}$$

avec $T_{i=1,2,3}$ les générateurs du groupe $SU(2)$ et Y, nommé l'hypercharge, le générateur du groupe $U(1)$. On remarque dans l'équation (1.25) que les générateurs de $SU(2)$ étant au nombre de trois, la notation traditionnelle du produit scalaire dans $\mathbb{R}^3$ est utilisée en guise de sommation. Les générateurs de $SU(2)$ répondent à la relation $T_i = \frac{1}{2}\sigma_i$ où les σ_i sont les matrices de Pauli :

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \tag{1.27}$$

Les dérivées covariantes s'écrivent :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_W \vec{T} \cdot \vec{W}_\mu + ig_B \frac{Y}{2} B_\mu \qquad \text{appliqué sur les doublets}$$
$$D_\mu = \partial_\mu + ig_B \frac{Y}{2} B_\mu \qquad \text{appliqué sur les singlets} \tag{1.28}$$

Les champs bosoniques se transforment ici avec :

$$B_\mu \to B_\mu - \frac{1}{g_B} \partial^\mu \vartheta(x)$$
$$\vec{W}_\mu \to \vec{W}_\mu - \frac{1}{g_W} \partial_\mu \vec{\theta}(x) - \vec{\theta}(x) \wedge \vec{W}_\mu \tag{1.29}$$

Le produit vectoriel $\vec{\theta}(x) \wedge \vec{W}_\mu$ [4] provient du fait que le groupe n'est pas abélien. Autrement dit, les générateurs ne commutent pas. Pour établir le Lagrangien, il suffit d'ajouter les termes cinétiques des bosons.

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$
$$\vec{W}_{\mu\nu} = \partial_\mu \vec{W}_\nu - \partial_\nu \vec{W}_\mu - g_W \vec{W}_\mu \wedge \vec{W}_\nu \tag{1.30}$$

Finalement le Lagrangien se présente sous la forme :

$$\mathcal{L} = \frac{i}{2} \bar{Q}_A \gamma^\mu \overleftrightarrow{D}_\mu Q_A + \frac{i}{2} \bar{L}_A \gamma^\mu \overleftrightarrow{D}_\mu L_A - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} - \frac{1}{4} \vec{W}_{\mu\nu} \cdot \vec{W}^{\mu\nu} \tag{1.31}$$

Expérimentalement, les observations des décroissances radioactives montrent que pour le cas des quarks, est observé un mix intergénérationnel. Pour résoudre ce problème on applique sur un vecteur d'états propres de l'interaction faible une matrice dont les composantes représentent l'amplitude de probabilité de couplage faible. Cette matrice se nomme la matrice Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [10] ou matrice CKM.

$$\begin{pmatrix} d' & s' & b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \tag{1.32}$$

Soit expérimentalement [8]:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 0.97401 \pm 0.00011 & 0.22650 \pm 0.00048 & 0.00361^{+0.00011}_{-0.00009} \\ 0.22636 \pm 0.00048 & 0.97320 \pm 0.00011 & 0.04053^{+0.00083}_{-0.00061} \\ 0.00854^{+0.00023}_{-0.00016} & 0.03978^{+0.00082}_{-0.00060} & 0.999172^{+0.000024}_{-0.000035} \end{pmatrix} \tag{1.33}$$

Reste le problème des masses des bosons de l'interaction faible et des masses des fermions qui implique des formes de type $\propto \bar{Q}U$ qui violent explicitement $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$. C'est fort de ce constat que naturellement la proposition du boson de Higgs pour régler les problèmes de masses est apparue.

4 Il est très courant en physique des particules que la formulation $\sum_{b=1}^{3} \sum_{c=1}^{3} \epsilon^{abc} f^b f^c_\nu$ ou encore $\epsilon^{abc} f^b f^c_\nu$ (par sommation implicite) soit préférée à la notation $\vec{f} \wedge \vec{g}$ de l'algèbre de l'espace $\mathbb{R}^3$ pour des raisons de généralisation à plus grande dimension.

1.3.4.3 La proposition d'un champ scalaire additionnel

Avec le postulat d'un nouveau champ scalaire (invariant de Lorentz) de spin 0 et doublet de $SU(2)$ alors il devient naturel de considérer sa dynamique avec un terme cinétique de type :

$$\mathcal{L}_{\text{Higgs}} = D_\mu \phi^\dagger D^\mu \phi \tag{1.34}$$

avec la dérivée covariante à $SU(2)_L$ définie par (1.28). De par la forme des dérivées covariantes, le développement laisse apparaître des termes de masse pour les bosons, c'est à dire des termes de type $\propto W_\mu W^\mu$. Un couplage de ce nouveau champ scalaire avec les fermions droits et gauches permet l'apparition de termes ressemblant aux termes de masse tout en respectant $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$:

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = y_1 \bar{Q}_A \phi U_A + y_2 \bar{Q}_A \phi D_A + y_3 \bar{L}_A \phi R_A + \text{h.c.} \tag{1.35}$$

avec y_1, y_2 et y_3 des constantes à définir, nommées couplage de Yukawa.

Le Lagrangien actuel n'est pas encore suffisant. En effet, deux problèmes se posent. Premièrement, l'observation montre que seuls les bosons faibles sont massifs mais pour l'instant rien ne permet de dire qu'un des bosons introduits par la symétrie est de masse nulle comme attendu pour un photon. Le second problème provient du fait que le champ scalaire couplé aux fermions ressemble à un terme de masse mais n'en sera complètement un que lorsque le couplage fermion gauche/droit sera constant. Ce problème est résolu grâce au concept de brisure spontanée de la symétrie de $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$.

1.3.4.4 Brisure spontanée de symétrie

La théorie quantique des champs offre un cadre formel dans lequel une symétrie totalement vérifiée par un Lagrangien peut spontanément se briser par l'hypothèse d'un vide quantique non nul. Le principe de brisure spontanée repose sur l'idée qu'à un niveau d'énergie donnée, le minimum de potentiel d'un champ est plus bas que le minimum de potentiel avant brisure. Pour le champ scalaire le potentiel le plus simple permettant une brisure est :

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \tag{1.36}$$

avec $\lambda > 0$. Au niveau du minimum de potentiel $\frac{\partial V}{\partial \phi} = 0$

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} = 0 \quad \Longrightarrow \quad \|\phi\|^2 = v^2 = -\frac{\mu^2}{\lambda} \tag{1.37}$$

Si $\mu^2 \geq 0$, alors le potentiel n'admet qu'un seul minimum de potentiel en $\phi = 0$. En revanche, si $\mu^2 < 0$ alors ϕ admet une infinité de minima de potentiel différents de $\phi = 0$ sur le cercle complexe de module v. Dans ce dernier cas, ce potentiel est souvent nommé potentiel sombrero (voir figure Fig.1.2).

Le champ, à l'issue de la brisure de symétrie électrofaible, va se placer dans un minimum de potentiel : il va atteindre la valeur attendue dans le vide ou *vev* (pour

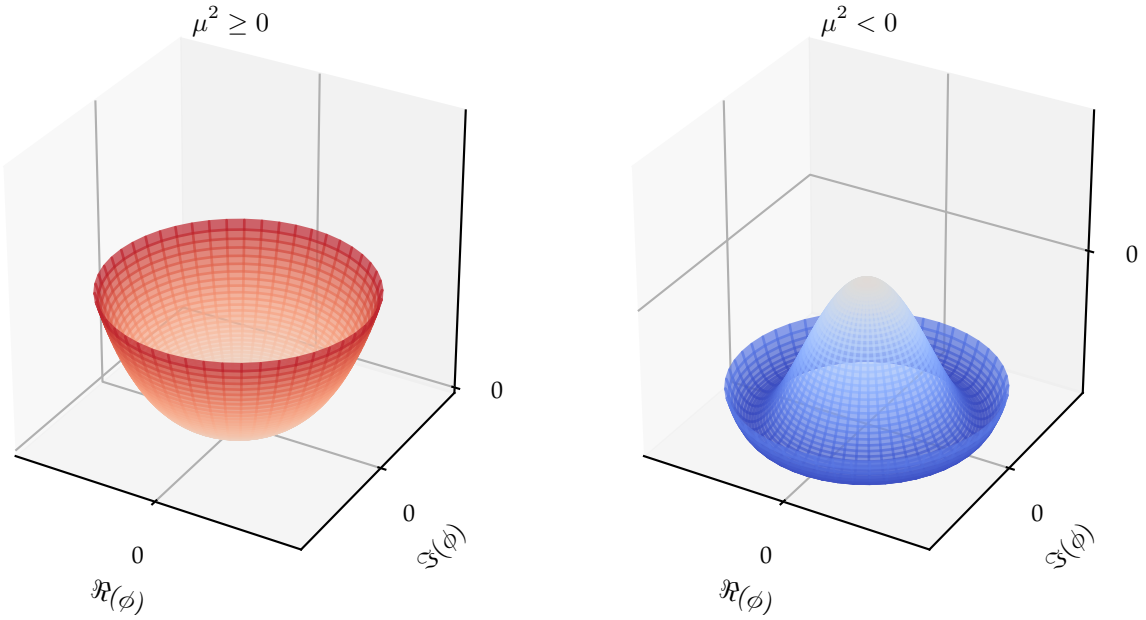


Fig. 1.2: Forme du potentiel de Higgs V selon le signe de μ

vacuum expectation value). Cette transition marque la brisure spontanée de $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ du Lagrangien. La symétrie brisée, on peut fixer la jauge qui nous amène sans perte de généralité à poser :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix} \tag{1.38}$$

où v est la valeur du vide et $h(x)$ le boson de Higgs. Cette simple valeur du vide va résoudre l'ensemble des problèmes amenés par la symétrie $SU(2)_L$. En reprenant l'équation (1.34) et en se focalisant sur le partie bosonique, on a après brisure :

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{Higgs-Boson}} &= \phi_{vev}^{\dagger} \left(i g_W \vec{T} \cdot \vec{W}_\mu + i g_B \frac{Y}{2} B_\mu \right)^{\dagger} \left(i g_W \vec{T} \cdot \vec{W}_\mu + i g_B \frac{Y}{2} B_\mu \right) \phi_{vev} \\
&= \frac{1}{8} \begin{pmatrix} 0 & v \end{pmatrix} \left| \begin{pmatrix} g_W W_3^\mu + g_B Y B^\mu & g_W (W_1^\mu - i W_2^\mu) \\ g_W (W_1^\mu + i W_2^\mu) & -g_W W_3^\mu + g_B Y B^\mu \end{pmatrix} \right|^2 \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \\
&= \frac{(g_W v)^2}{4} W_\mu^- W^{+\mu} + \frac{(g_W v)^2}{4} W_{3\mu} W_3^\mu + \frac{(g_B v)^2}{8} B_\mu B^\mu + \frac{g_W g_B Y v^2}{8} W_3^\mu B_\mu
\end{aligned}$$

sachant que

$$W^{\pm\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_1^\mu \pm i W_2^\mu) \tag{1.39}$$

On a l'apparition d'un terme de masse pour les champs $W^{\pm}$ avec $m_W = \frac{1}{2} g_W v$ qui représente les bosons $\mathrm{W}^{\pm}$. Il reste cependant à régler le terme de masse $\propto W_3^{\mu} B_{\mu}$. En effet, ce terme induit un couplage entre les deux bosons de type

Un tel type de couplage n'est pas physique. En considérant que le doublet de Higgs possède une hypercharge $Y = 1$ alors on peut construire le mélange de masse de ces deux bosons sous la forme :

$$\frac{1}{8} v^2 \begin{pmatrix} W_{3\mu} & B_{\mu} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_W^2 & -g_W g_B \\ -g_W g_B & g_B^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_3^{\mu} \\ B^{\mu} \end{pmatrix} \tag{1.40}$$

En diagonalisant la matrice de masse on se retrouve avec le couple de valeurs propres de masses :

$$m_Z = g_W^2 + g_B^2 \quad \text{et} \quad m_A = 0 \tag{1.41}$$

En utilisant la matrice de passage

$$\begin{pmatrix} \cos(\theta_W) & -\sin(\theta_W) \\ \sin(\theta_W) & \cos(\theta_W) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{g_W^2 + g_B^2}} \begin{pmatrix} g_B & g_W \\ -g_W & g_B \end{pmatrix} \tag{1.42}$$

où θ_W est un angle dit de Weinberg. On déduit les vecteurs propres associés respectivement à m_A et m_Z :

$$A^{\mu} = \frac{g_B W_3^{\mu} + g_W B^{\mu}}{\sqrt{g_W^2 + g_B^2}} \quad \text{et} \quad Z^{\mu} = \frac{g_B B^{\mu} - g_W W_3^{\mu}}{\sqrt{g_W^2 + g_B^2}} \tag{1.43}$$

Avec une masse nulle, on obtient le candidat idéal pour le photon. De plus, les valeurs propres de masse différentes pour $W_{\mu}^{\pm}$ et Z_{μ} confortent les observations de masse des $\mathrm{W}^{\pm}$ et du Z^0 (respectivement ~80 GeV et ~91 GeV). Le problème de masse des bosons électrofaibles est résolu. La présence d'une valeur du vide v induisant la brisure spontanée électrofaible, permet d'expliquer les masses des bosons vecteurs de l'interaction faible et l'absence de masse du photon, grâce à la paramétrisation :

$$m_W = \frac{1}{2} g_W v \tag{1.44}$$

$$m_A = 0 \tag{1.45}$$

$$m_Z = \frac{1}{2} v \sqrt{g_W^2 + g_B^2} \tag{1.46}$$

$$m_h = \sqrt{2\lambda} v \tag{1.47}$$

Le point culminant de cette théorie unificatrice réside dans le fait qu'en imposant que

$$g_W \sin(\theta_W) = g_B \cos(\theta_W) = e \tag{1.48}$$

avec e la charge électrique élémentaire, alors on peut déduire la relation de Gell-Mann Nishijima :

$$C = T_3 + \frac{Y}{2} \tag{1.49}$$

reliant les nombres quantiques électromagnétiques et faibles. L'ensemble des valeurs des différentes charges au sein du Modèle Standard est présenté dans la table Tab.1.6.

De la même manière, le vide non nul implique que l'on peut dégager à partir de l'équation (1.35) des termes de masses pour les fermions.

$$\mathcal{L} \supset v y_1 \bar{Q}_A \phi U_A + v y_2 \bar{Q}_A \phi D_A + v y_3 \bar{L}_A \phi R_A + \text{h.c.} \tag{1.50}$$

En choisissant, pour chaque saveur I, les couplages de Yukawa y_I tels que les masses des fermions m_I soient données par :

$$m_I = v y_I \tag{1.51}$$

Il est aisé de conclure que la symétrie $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$ ainsi que sa brisure spontanée permet de donner un cadre formel très robuste pour la description des particules élémentaires et de leurs interactions à l'exception de l'interaction forte.

1.3.5 LA CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE (QCD)

1.3.5.1 L'interaction forte

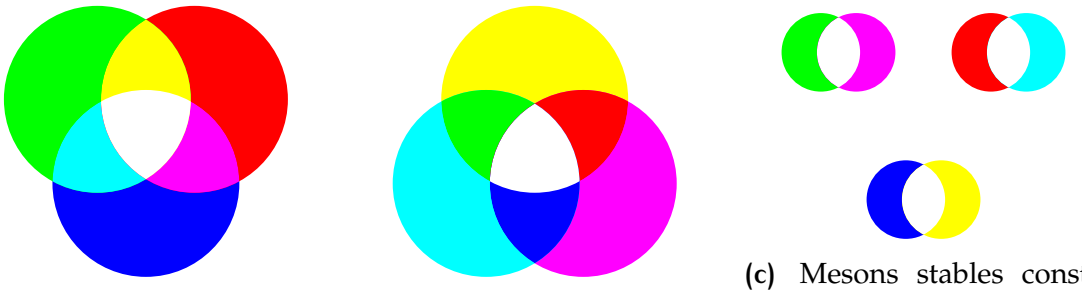
La dernière interaction est introduite par le groupe de symétrie $SU(3)_C$ où C fait référence à l'espace des couleurs. Cette théorie présente les quarks comme porteurs d'une charge tri-polaire, analogue donc aux trois couleurs primaires. Cette idée est apparue lors de l'observation des baryons Δ^{++}, Δ^{-} [11–13] et Ω^{-} [14] qui, dans le modèle des quarks, violaient le principe d'exclusion de Pauli par répétition de même saveur.

$$\Delta^{++} = (\mathrm{uuu}), \quad \Delta^{-} = (\mathrm{ddd}), \quad \Omega^{-} = (\mathrm{sss}) \tag{1.52}$$

La couleur comme nouveau nombre quantique permet de régler ce problème. Ainsi, chaque quark porte une couleur différente :

$$\Delta^{++} = (\mathrm{uuu}), \quad \Delta^{-} = (\mathrm{ddd}), \quad \Omega^{-} = (\mathrm{sss}) \tag{1.53}$$

L'interaction décrit un échange de gluons qui provoque un changement de couleur des quarks. Une interaction est stable lorsque la charge de couleur globale est blanche (par exemple : bleu + vert + rouge ou encore bleu + antibleu). On retrouve majoritairement dans la nature des baryons composés de trois quarks (protons, neutron, Δ^{++}, ...) ou bien des mésons composés d'un quark et d'un anti-quark. Une illustration est montrée sur la figure Fig.1.3.



(a) Baryon stable constitué de trois quarks.

(b) Antibaryon stable constitué de trois antiquarks.

(c) Mesons stables constitués d'une paire quark-antiquark.

Fig. 1.3: Représentation de hadrons stables à l'interaction de couleur (blanche).

1.3.5.2 *La symétrie de jauge $SU(3)_C$*

De manière absolument similaire aux autres symétries de jauge on a :

$$\psi \to e^{i\sum_{a=1}^{8}\alpha^a(x)T^a}\psi \tag{1.54}$$

où les matrices $T^{a=1,\dots,8}$ sont les générateurs de $SU(3)$. Ils répondent à la relation $T^a = \frac{1}{2}\lambda^a$ où les λ^a sont les matrices de Gell-Mann :

$$\begin{gathered}
\lambda^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\
\lambda^4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda^5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda^6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \\
\lambda^7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda^8 = \frac{1}{\sqrt{3}}\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}
\end{gathered} \tag{1.55}$$

Ce groupe n'étant pas abélien il faudra s'attendre à des termes de corrections comme pour $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_S \sum_{a=1}^{8} T^a W_\mu^a \tag{1.56}$$

Les champs bosoniques se transforment ici avec :

$$G_\mu^a \to G_\mu^a - \frac{1}{g_S}\partial_\mu \alpha^a(x) \underbrace{- \sum_{b=1}^{8}\sum_{c=1}^{8} f^{abc}\alpha^b(x)G_\mu^c}_{\text{terme non-abélien}} \tag{1.57}$$

Le tenseur de champ associé aux bosons est donné par :

$$G^a_{\mu\nu} = \partial_\mu G^a_\nu - \partial_\nu G^a_\mu - g_S \sum_{b=1}^{8} \sum_{c=1}^{8} f^{abc} G^b_\mu G^c_\nu \tag{1.58}$$

Le terme non-abélien $g_S \sum_{b=1}^{8} \sum_{c=1}^{8} f^{abc} G^b_\mu G^c_\nu$ fait apparaître dans le Lagrangien des termes d'auto-couplage à trois et quatre gluons, à l'origine du confinement des quarks.

1.3.6 DENSITÉ DE PROBABILITÉ PARTONIQUE (PDF)

Les hadrons peuvent être vus comme une soupe statistique de partons avec, en permanence, création et annihilation de couples quark-antiquark. Autrement dit, quand l'on parle de protons composés de deux quarks up et d'un down, on commet un abus de langage. En effet, la QCD implique que si l'on pouvait prendre en photo, un grand nombre de fois, un proton alors, statistiquement, nous observerions qu'il est composé la plupart du temps de deux quarks up et d'un down. Pour le calcul des sections efficaces des processus faisant intervenir des hadrons on utilise les densités de probabilité partonique $f_i\left(x_i, \mu_F^2\right)$ (ou PDF pour *Parton distribution function*). Ces fonctions ne peuvent être calculées analytiquement à cause de l'échelle d'énergie empêchant le calcul perturbatif, le calcul sur réseau et valable uniquement dans le cas ultra-relativiste. Ces fonctions sont obtenues expérimentalement à partir d'ajustements sur les données. Les expériences de diffusion inélastique des leptons sur les hadrons, dont fait partie par exemple l'expérience HERA [15] (collisionneur $\mathrm{e}^{\pm}$-p du laboratoire DESY à Hambourg en Allemagne) jouent un rôle majeur dans l'ajustement des PDF.

Les PDF dépendent de la variable de Bjorken x qui représente la fraction d'énergie emportée par le parton considéré et de l'échelle en énergie du processus Q^2 (transfert d'impulsion). En toute rigueur, les PDF sont évaluées à une échelle d'énergie donnée dite échelle de factorisation μ_F^2 qu'on choisit de l'ordre de grandeur de l'échelle d'énergie du processus étudié : $\mu_F \equiv Q$. Pour les déterminer, on fait le choix d'une paramétrisation à une échelle d'énergie Q_0 donnée. La forme la plus générale est :

$$xf\left(x, Q_0^2\right) = A_f x^{a_f} (1-x)^{b_f} I_f(x) \tag{1.59}$$

L'annulation des PDF pour $x \to 1$ est assurée par le terme $(1-x)^{b_f}$. a_f et b_f sont les paramètres à déterminer à partir des données expérimentales. Cette forme de PDF est attendue avec la règle de comptage des quarks [16]. La dépendance en Q^2 est obtenue à l'aide des équations d'évolution *DGLAP* (Dokshitzer–Gribov–Lipatov–Altarelli–Parisi) [17–19]. Elles sont essentielles pour prédire à partir des valeurs collectées à bas Q^2, les PDF à hautes valeurs de Q^2 non explorées par les données mais nécessaires au LHC.

Les PDF utilisées pour produire des simulations ont été fournies par le groupe CTEQ [20] (voir la figure Fig.1.4) et NNPDF [21]. De plus le groupe de travail PDF4LHC [22] effectue des études comparatives des différentes PDF et des prévisions au LHC. Il fournit également une méthode standard pour l'estimation des incertitudes liées aux PDF au LHC grâce à une combinaison des résultats des différents groupes.

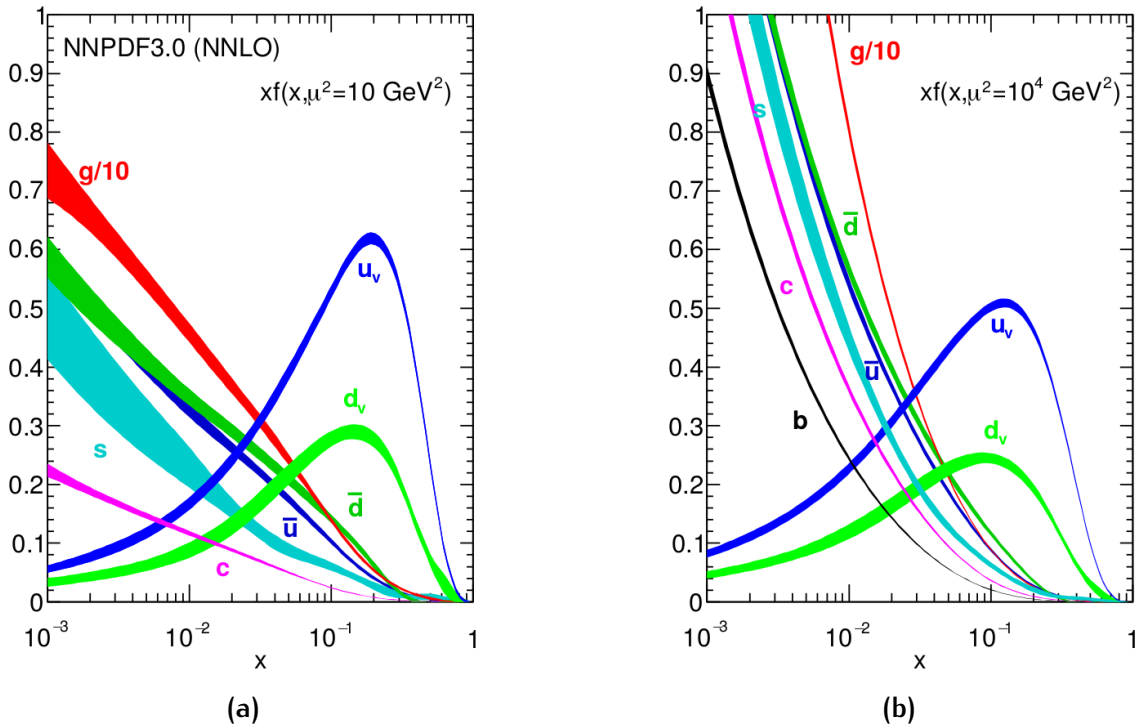


Fig. 1.4: Fonctions de densité partonique pour une échelle en énergie (a) $\mu^2(=Q^2) = 10\,\mathrm{GeV}^2$ et (b) $\mu^2(=Q^2) = 10^4\,\mathrm{GeV}^2$ [23].

1.3.7 LE LAGRANGIEN COMPLET

On peut résumer toutes les informations précédentes pour bâtir le Lagrangien du Modèle Standard avant brisure de symétrie $U(1)_Y \otimes SU(2)_L$. Ce Lagrangien est donc symétrique à $SO(1,3)$ et $U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_C$, entre autres.

$$\mathcal{L}_{\text{MS}} = \underbrace{\frac{i}{2}\bar{Q}_A\gamma^\mu \overleftrightarrow{D}_\mu Q_A + \frac{i}{2}\bar{U}_A\gamma^\mu \overleftrightarrow{D}_\mu U_A + \frac{i}{2}\bar{D}_A\gamma^\mu \overleftrightarrow{D}_\mu D_A}_{\substack{\text{cinétique des quarks} \\ \text{interaction quarks/bosons de jauge}}} \tag{1.60}$$

$$\underbrace{+\frac{i}{2}\bar{L}_A\gamma^\mu \overleftrightarrow{D}_\mu L_A + \frac{i}{2}\bar{R}_A\gamma^\mu \overleftrightarrow{D}_\mu R_A}_{\substack{\text{cinétique des leptons} \\ \text{interaction leptons/bosons de jauge}}}$$

$$\underbrace{-\frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} - \frac{1}{4}\vec{W}_{\mu\nu}\cdot\vec{W}^{\mu\nu}}_{\text{cinétique des bosons de jauge } U(1)_Y \otimes SU(2)_L} \qquad \underbrace{-\frac{1}{4}\sum_{a=1}^{8} G^a_{\mu\nu}G^{\mu\nu}_a}_{\text{cinétique des bosons de jauge } SU(3)_C}$$

$$\underbrace{+vy_1\bar{Q}_A\phi U_A + vy_2\bar{Q}_A\phi D_A + vy_3\bar{L}_A\phi R_A + \text{h.c.}}_{\text{couplage de Yukawa des fermions}}$$

$$\underbrace{+D_\mu\phi^\dagger D^\mu\phi + \mu^2\phi^\dagger\phi + \lambda(\phi^\dagger\phi)^2}_{\text{secteur du champs de Higgs}} \tag{1.61}$$

	I	II	III	$U(1)_Y$	$SU(2)_L$	$SU(3)_C$	I	I^3	C	Y
Leptons	$\begin{pmatrix}\nu_e\\ e^-\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\mu\\ \mu^-\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}\nu_\tau\\ \tau\end{pmatrix}_L$	- ½	2	1	+½	+½ -½	0 -1	-1
	$e^-{}_R$	$\mu^-{}_R$	$\tau^-{}_R$	-1	1	1	0	0	-1	-2
Quarks	$\begin{pmatrix}u\\ d'\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}c\\ s'\end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix}t\\ b'\end{pmatrix}_L$	⅙	2	3	½	+½ -½	+⅔ -⅓	+⅓
	u_R	c_R	t_R	⅔	1	3	0	0	+⅔	+⅔
	d_R	s_R	b_R	-⅓	1	3	0	0	-⅓	-⅔
Bosons de jauge		B^μ		0	1	1	1	$0, \pm 1$	$0, \pm 1$	0
		W_i^μ		0	3	1	0	0	0	0
		G_a^μ		0	1	8	0	0	0	0

TAB. 1.6: Contenu en particules du Modèle Standard. Les bosons de jauge et le doublet de Higgs sont également représentés. Pour les quarks, u_i représente les états propres de masse tandis que d_i' représente les états propres d'interaction faible. On donne également la représentation du champ dans les groupes $SU(3)_C$ et $SU(2)_L$ (1 pour singlet, 2 pour doublet, ...)

1.3.8 LIMITES DU MODÈLE STANDARD

Malgré un succès évident, le Modèle Standard porte des limitations théoriques et expérimentales. Ces dernières mènent à croire que le Modèle Standard est une approximation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Ci-dessous quelques unes de ces limitations.

L'UNIFICATION DES INTERACTIONS DE JAUGE Comme montré précédemment, si les interactions faible et électromagnétique ont pu être unifiées, la chromodynamique quantique, elle, est ajoutée de manière indépendante et coexiste avec la théorie électrofaible sans unité. Des propositions comme la supersymétrie semblent pouvoir apporter un cadre théorique pour cette unification des interactions de jauges.

LA MATIÈRE NOIRE Une autre limitation est l'absence de candidats pour la matière noire. En effet, les mesures cosmologiques semblent indiquer que la matière décrite par le Modèle Standard ne représente que 5 % de la densité d'énergie de l'Univers, la majeure partie étant composée de matière noire ($\sim$27 %) et d'énergie noire ($\sim$68 %). Une approche prometteuse postule l'existence de particules au-delà du Modèle Standard massives et faiblement interagissantes avec la matière, les WIMPs (*Weakly Interacting Massive Particles*). Il est à noter que certaines approches supersymétriques offrent un candidat sérieux avec le neutralino par exemple.

LA MASSE DES NEUTRINOS Par construction, le Modèle Standard postule une masse nulle pour les neutrinos. Cependant des mesures de neutrinos solaires et atmosphériques [24], [25] mettent en évidence le phénomène de changement de saveur appelé oscillation des neutrinos. Un analogue à la matrice CKM peut être introduit, la matrice de Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata, qui permet de décrire le mélange de saveurs et le découplage entre état faible et état de masse. Cependant une telle présence n'explique pas *a priori* la faible masse des neutrinos mesurée (inférieure à l'eV). Si on postule que les neutrinos sont des particules qui sont leur propre antiparticule (dite particule de Majorana) alors l'explication des masses peut être donnée par un mécanisme de *seesaw* conduisant à des neutrinos droits stériles lourds et des neutrinos gauches de relativement faibles masses.

DE TROP NOMBREUX PARAMÈTRES LIBRES Le Modèle Standard contient 19 paramètres libres, c'est-à-dire non prédits et qu'il faut évaluer à travers l'expérience : les 3 masses des leptons, les 6 masses des quarks, les 3 couplages de jauge, les 2 paramètres du potentiel de Higgs, les 4 paramètres de la matrice CKM et la phase de violation de CP forte. Une proposition théorique élégante générera ces paramètres sans postuler leur existence de manière *ad-hoc*.

LE PROBLÈME DE LA GRAVITATION En physique moderne, la gravitation est décrite dans le cadre de la Relativité Générale. Il existe une incompatibilité intrin-

sèque de cette dernière avec le Modèle Standard qui est une théorie quantique des champs. En effet, en Relativité Générale l'espace-temps est une entité dynamique, en théorie quantique des champs il est un simple contexte figé et immuable. Les tentatives de pratiquer naïvement de la théorie quantique des champs en espace-temps dynamique échouent. Cette pratique est pourtant une nécessité pour comprendre les phénomènes pour lesquels la taille de l'espace-temps atteint l'échelle de Planck $\sim 10^{19}$ GeV où les phénomènes quantiques deviennent non négligeables (mur de Planck, singularité de trou noir). La solution pour la description d'une gravitation quantique est de construire une proposition théorique unifiée dont la Relativité Générale et le Modèle Standard seraient des théories effectives à basse énergie.

1.4 EXTENSION DU MODÈLE STANDARD

1.4.1 INTRODUCTION

Le problème de la gravitation quantique est l'un des enjeux majeurs de la physique moderne. Les paragraphes précédents ont montré le fait que le Modèle Standard, à lui seul, ne peut prendre en compte le phénomène de gravitation. Nous avons également mentionné le fait qu'une théorie unificatrice doit avoir le Modèle Standard comme théorie effective à basse énergie. Quelques exemples de propositions théoriques en cours de développement sont présentées rapidement ici :

LA GÉOMÉTRIE NON COMMUTATIVE Il s'agit d'une approche mathématique qui postule que l'espace dans lequel les particules évoluent est intrinsèquement non-commutatif. Elle repose sur une branche des mathématiques développée en grande partie par Alain Connes [26]. On peut résumer l'idée de base par l'équation :

$$[x^\mu, x^\nu] = i\theta^{\mu\nu} \tag{1.62}$$

Si cette approche n'a pas explicitement pour but de créer une théorie quantique unifiée, elle propose de réunir sous un même Lagrangien et un même formalisme mathématique le Modèle Standard et la Relativité Générale. Si cette approche n'est pas majoritaire elle a tout de même le mérite de donner une interprétation au champ de Higgs comme émergeant naturellement de l'espace-temps non-commutatif.

LA GRAVITATION QUANTIQUE À BOUCLE Cette approche est une théorie de gravitation quantique qui postule l'idée que l'espace-temps est quantifié. Partie d'une reformulation de la Relativité Générale par Abhay Ashtekar elle deviendra indépendante de la RG elle-même et sera développée en partie par Lee Smolin [27] et Carlo Rovelli [28].

LA THÉORIE DES CORDES Cette proposition se veut une théorie du tout. Introduite par Sergio Fubini, Gabriele Veneziano [29] et Leonard Susskind [30] comme propo-

sition pour l'explication de l'interaction forte, elle se développera comme une théorie de gravitation quantique. Elle consiste à décrire les particules comme ayant une structure interne composée d'objets en 1 dimension nommés cordes avec une taille de l'ordre de la longueur de Planck ($\sim 10^{-33}$ cm).

Quelles que soient les approches de gravitation quantique, chacune d'entre elles admet la possibilité d'une brisure de la symétrie de Lorentz. Cette violation peut être explicite à la théorie comme en gravitation quantique à boucle [31] ou en géométrie non-commutative [32]. Elle peut également être spontanée comme en théorie des cordes [33]. Cette universalité rend intéressante la recherche d'une brisure de symétrie de Lorentz.

1.4.2 INTERPRÉTATION DE LA VIOLATION DE SYMÉTRIE DE LORENTZ

Comme discuté au tout début de la section 1.2, la violation de symétrie de Lorentz correspond à la non conservation de l'intervalle $\mathrm{d}s^2$ par changement de référentiel inertiel. Cette proposition est très radicale puisque de simples opérations sur l'espace-temps telle qu'une rotation peuvent engendrer des transformations sur les lois physiques (les Lagrangiens). Pour mieux saisir la prudence dont il faut faire preuve, faisons une expérience de pensée.

1.4.2.1 Expérience de pensée

Imaginons un phénomène X émettant une radiation γ de manière probabiliste. Notons cette probabilité $\mathcal{P}(X \to \gamma, \theta)$ avec θ un angle en guise de paramètre et $X \to \gamma$ l'évènement du phénomène X qui émet la radiation γ. On considère un premier référentiel $\mathcal{R}$ dans lequel on a $\mathcal{P}$ et un second référentiel $\mathcal{R}'$ obtenu du premier par transformation de Lorentz dans lequel on a $\mathcal{P}'$. Par définition, la violation de la symétrie de Lorentz impliquera que

$$\mathcal{P}(X \to \gamma, \theta) \neq \mathcal{P}'(X \to \gamma, \Lambda\theta) \tag{1.63}$$

où Λ représente une transformation de Lorentz (rotation dans ce cas précis).

Installons ce phénomène dans un système où les radiations émises seront orientées vers un miroir semi-réfléchissant. Soient deux observateurs distincts : Grégoire (noté G attaché à $\mathcal{R}$) et Quentin (noté Q attaché à $\mathcal{R}'$) que l'on installe respectivement dans les alignements des radiations réfractée et transmise (voir figure Fig.1.5). Les observateurs (donc référentiels) seront tournés l'un par rapport à l'autre de 90°. Ainsi, en vertu de l'équation (1.63), les probabilités d'émission de radiation seront différentes. Après un certain nombre d'itérations de l'expérience, on obtiendra un cas où l'évènement aura lieu dans un des deux référentiels mais pas dans l'autre.

Si nous nous trouvons dans ce cas, pour G, l'émission existe et il observe l'évènement $X \to \gamma$. Cependant pour Q l'émission n'existe pas. Après avoir été informé par

Q que l'évènement n'a pas eu lieu (noté[5] $\neg(X \to \gamma)$ dans la figure Fig.1.5), G sera dans la position où il a connaissance de deux réalités distinctes qui ont eu lieu simultanément.

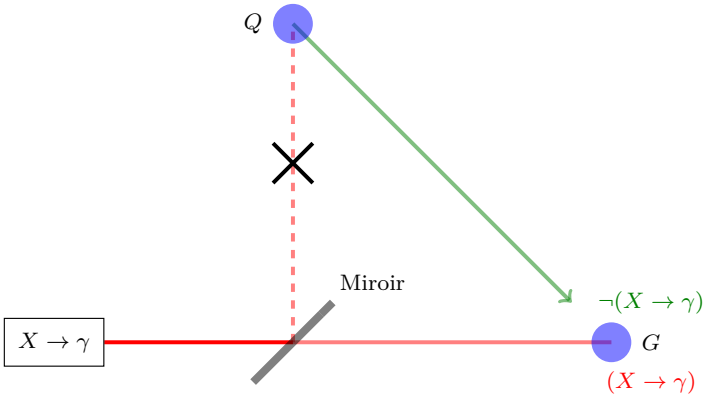


Fig. 1.5: Expérience de pensée menant au paradoxe d'un phénomène qui s'est à la fois produit et pas produit en même temps.

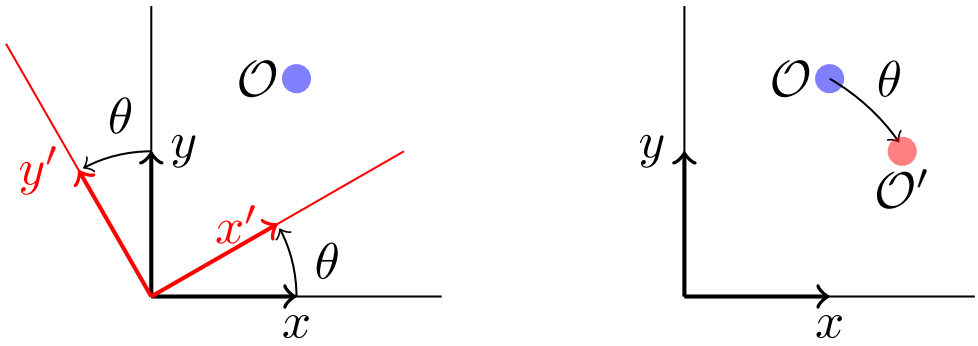
Discussion Cette petite expérience de pensée amène un paradoxe qui n'est soluble que de deux manières possibles. Soit il faut admettre que plusieurs réalités contradictoires peuvent coexister, ce qui n'est pas envisageable à l'heure actuelle dans le domaine de la physique. Soit il faut renoncer à la possibilité que deux évènements puissent être simultanés. En effet, on peut lever le paradoxe en considérant que l'on abandonne la possibilité que les deux observateurs puissent se synchroniser pour s'assurer qu'ils observent un même évènement.

On constate donc que la violation de la symétrie de Lorentz ne peut pas être introduite sans précaution. Pour autant, il est possible de construire une physique qui viole la symétrie de Lorentz sans pour autant être soumise au paradoxe précédent. La stratégie consiste à abandonner une équivalence entre les transformations de Lorentz passives et les transformations de Lorentz actives, présente en théorie quantique des champs. La théorie développant les manipulations de violation de Lorentz, présentée en détails dans le paragraphe 1.4.4, préfère les appellations de transformation « observateur» et transformation « particule» qui sont assimilables dans le cadre de cette thèse aux transformations passive et active usuelles. La terminologie observateur/particule sera utilisée dans le reste de cette thèse.

5 la notation $\neg A$ est empruntée à la logique est signifie « non A».

1.4.3 LA DIFFÉRENCE DE TRANSFORMATION OBSERVATEUR / PARTICULE

La transformation de Lorentz observateur est un changement de pures coordonnées. Le phénomène, lui, est le même. Le système de l'expérience de pensée précédente met en scène une transformation observateur. Et c'est pour ne pas tomber dans l'écueil du paradoxe, que l'on considérera que la symétrie de Lorentz est conservée par transformation observateur. La transformation particule, elle, consiste à considérer que c'est le phénomène qui subit la transformation. Cependant le jeu de coordonnées reste le même.



(a) Transformation observateur (passive) où le repère est modifié mais le phénomène est inchangé.

(b) Transformation particule (active) où le repère est inchangé mais le phénomène est transformé.

Il est possible de construire formellement ces deux types de transformations. En prenant deux nouveaux observateurs : Jean-François et Lucas.

TRANSFORMATION OBSERVATEUR Soit Jean-François, qui dans son référentiel observe un phénomène $\mathcal{O}$ dépendant des coordonnées d'espace-temps x. Alors la forme mathématique de son observation est $\mathcal{O}(x)$. Lucas, dans son propre référentiel, observe le même phénomène avec ses propres coordonnées. Il observera $\mathcal{O}'(x')$. Par essence, les deux observations sont égales.

$$\mathcal{O}(x) = \mathcal{O}'(x') \tag{1.64}$$

avec $x' = \Lambda x$.

TRANSFORMATION PARTICULE Soit Jean-François, qui, de la même manière que précédemment observe $\mathcal{O}(x)$. La différence de perspective arrive avec Lucas qui dans son propre référentiel observe un phénomène similaire en utilisant le même jeu de coordonnées que Jean-François. Alors Lucas observera $\mathcal{O}'(x)$. Du point de vue de Jean-François les coordonnées de Lucas sont données par $x' = \Lambda x$. Comme les deux phénomènes sont différents mais mathématiquement équivalents, alors il y a égalité entre le phénomène vu par Lucas avec ses propres coordonnées et

Transformation	Observateur	Particule
Coordonnées	$x \to x' = \Lambda x$	$x \to x$
Observation	$\mathcal{O} \to \mathcal{O}'(x') = \mathcal{O}(x)$	$\mathcal{O} \to \mathcal{O}'(x) = \mathcal{O}(\Lambda^{-1}x)$

Tab. 1.7: Résumé des transformations observateur/particule. Avec Λ une transformation de Lorentz et $\mathcal{O}$ un phénomène observé.

celui vu par Jean-François avec ses coordonnées exprimées par rapport à celles de Lucas. Soit

$$\mathcal{O}'(x) = \mathcal{O}(\Lambda^{-1}x') \tag{1.65}$$

Un résumé de ces transformations est présenté dans la figure Tab.1.7.

Fin de l'équivalence Dans une théorie quantique des champs traditionnelle, ces deux transformations sont absolument équivalentes et interchangeables. On a vu que l'on ne peut pas laisser une transformation observateur violer la symétrie de Lorentz sans conséquences. Cependant la violation d'une transformation particule n'induit pas de paradoxe. La distinction de ces deux types de transformations est un point de départ nécessaire.

1.4.4 FORMALISME DU SME

Pour réaliser des mesures expérimentales de la violation de la symétrie de Lorentz à basse énergie, il est commode d'employer une théorie effective. La théorie qui permet l'étude des violations de Lorentz est l'Extension du Modèle Standard (ou SME pour *Standard Model Extension*). Elle a été introduite par Alan Kostelecký et Don Colladay [34], [35]. Le but du SME est de fournir un cadre traitant de toutes violations de Lorentz possibles en physique des particules.

1.4.4.1 Vide et espace-temps constant

L'idée clé du SME est que le vide n'est pas symétrique sous transformation de Lorentz. Pour se le représenter, on peut imaginer qu'il existerait en tous points de l'espace-temps une entité constante de faible amplitude venant s'ajouter aux quantités physiques. Cette vue de l'esprit est représentée dans la figure Fig.1.7.

Modèle simplifié : Mécanique newtonienne tridimensionnelle

En physique classique, une particule libre dans un référentiel inertiel est pilotée par le Lagrangien libre :

$$L = \frac{1}{2}m\vec{v}^2 = \frac{1}{2}m\delta_{ij}v^i v^j \tag{1.66}$$

avec $\delta_{ij=1,2,3}$ la représentation indicielle d'une métrique d'espace-temps euclidienne en 3D. En ajoutant à l'espace un champ additionnel orienté constant sous forme d'une matrice c de dimensions 3×3, le Lagrangien devient en notation indicielle :

$$L = \frac{1}{2}m(\delta_{ij} + c_{ij})v^i v^j \tag{1.67}$$

ce qui donne après application du principe de moindre action, la deuxième loi de Newton modifiée :

$$\vec{F} = m\vec{a} + mc \circ \vec{v} \tag{1.68}$$

où $c \circ \vec{v}$ est la multiplication matricielle entre la matrice c et le vecteur vitesse $\vec{v}$. Dans le cas le plus général possible, cette équation donne un terme additionnel à la second loi de Newton qui ne suit pas nécessairement la direction de l'accélération. L'effet s'interprète comme une petite force qui en tous points de l'espace est appliquée aux objets.

L'application de ce principe à l'espace-temps est une interprétation possible du SME. Dans le cadre de cette théorie effective, un champ $c_{\mu\nu}$ est additionné au champ métrique $g_{\mu\nu}$. De plus, devant suivre le principe de distinction transformation particule/observateur (vu dans la section précédente 1.4.3), alors les coefficients $c_{\mu\nu}$[6] introduits ont les propriétés de transformations suivantes :

$$\begin{aligned} c_{\mu\nu} &\to \Lambda^{\alpha}_{\mu}\Lambda^{\beta}_{\nu}c_{\alpha\beta} && \text{pour une transformation observateur} \\ c_{\mu\nu} &\to \delta^{\alpha}_{\mu}\delta^{\beta}_{\nu}c_{\alpha\beta} = c_{\mu\nu} && \text{pour une transformation particule} \end{aligned} \tag{1.69}$$

1.4.4.2 *Une théorie effective*

LE SME est une théorie effective, c'est-à-dire qu'elle n'est pas construite pour donner une proposition de fonctionnement de la Nature mais simplement pour tester des configurations de Lagrangien afin de mesurer des paramètres et exclure des modèles. La puissance de cette théorie effective est qu'elle se veut universelle. En d'autres termes, elle est construite de telle sorte que toute théorie fondamentale violant la symétrie de Lorentz devrait converger, en approximation à basse énergie, vers le SME. Pour cela plusieurs contraintes doivent être respectées.

- ▷ Symétrique à la jauge $U(1)_Y \otimes SU(2)_L \otimes SU(3)_C$
- ▷ Conservation de l'énergie et de l'impulsion
- ▷ Positivité de l'énergie
- ▷ Hermiticité des opérateurs
- ▷ Conservation de la microcausalité

6 Étant une théorie effective, ces coefficients se nomment coefficients de Wilson mais les propriétés de transformations de ces coefficients justifieraient un nom distinctif comme coefficients de Wilson « semi-covariants» par exemple.

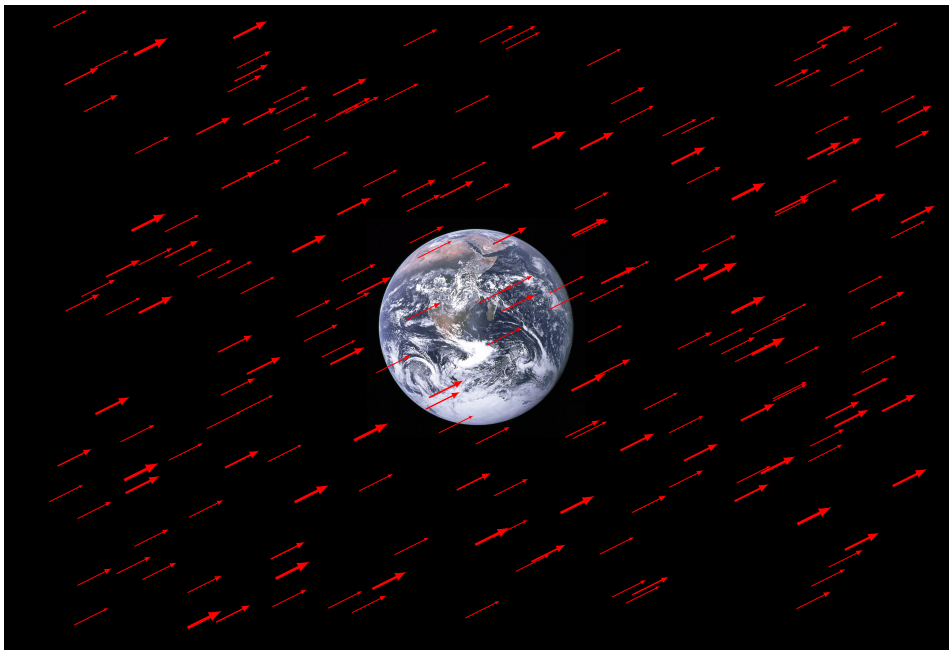


FIG. 1.7: Représentation de la Terre plongée dans un espace comportant un champ additionnel orienté constant, symbolisé par des flèches rouges.

▷ Renormalisabilité

De plus dans sa version dite « minimale» le SME est valable pour un espace-temps en $D = 4$ dimensions et postule qu'il n'y a pas de particules additionnelles aux champs du Modèle Standard.

Une fois toutes ces propriétés prises en compte, l'étape suivante consiste en l'élaboration d'une nouvelle densité lagrangienne. L'aspect effectif du SME permet de construire cette densité en y incorporant tous les coefficients possibles de brisure de Lorentz.

1.4.4.3 *Le formalisme mathématique*

Le SME est une théorie qui conserve la symétrie de Lorentz observateur. Cela implique que la construction d'un Lagrangien scalaire de Lorentz reste valide. Pour se donner une idée, on peut écrire le Lagrangien de Dirac [36] dans le SME :

$$\mathcal{L} = \frac{i}{2}\bar{\psi}\Gamma^{\mu}\overleftrightarrow{\partial}_{\mu}\psi - \bar{\psi}M\psi \tag{1.70}$$

avec :

$$\Gamma^{\mu} \doteq \gamma^{\mu} + c^{\mu\nu}\gamma_{\nu} + d^{\mu\nu}\gamma_5\gamma_{\nu} + e^{\mu} + if^{\nu}\gamma_5 + \frac{1}{2}g^{\lambda\mu\nu}\sigma_{\lambda\nu} \tag{1.71}$$

$$M \doteq m + a_{\mu}\gamma^{\mu} + b_{\mu}\gamma_5\gamma^{\mu} + \frac{1}{2}H^{\mu\nu}\sigma_{\mu\nu} \tag{1.72}$$

L'entité Γ^μ signe l'aspect effectif du SME. En effet, on a toutes les combinaisons possibles de scalaires de Lorentz à l'ordre 1. Ainsi, dans l'espace des scalaires de Lorentz défini par la base $(\mathbb{1}, \gamma^\mu, i\gamma_5, \gamma_5\gamma^\mu, \sigma_{\mu\nu})$, les coefficients a_μ, b_μ, $c_{\mu\nu}$, $d_{\mu\nu}$, e_μ, f_μ, $g_{\lambda\mu\nu}$ et $H^{\mu\nu}$ sont des coefficients de Wilson répondant à la propriété (1.69). Par exemple, dans le cas simplifié d'une particule où seul le coefficient a_μ est non nul, avec la relation de transformation des 2-spineurs et des matrices de Dirac :

$$\begin{aligned} \psi &\to \psi' = S(\Lambda)\psi \\ \gamma^\mu &\to S(\Lambda)\gamma^\mu S^{-1}(\Lambda) \triangleq \Lambda^\mu_\alpha \gamma^\alpha \end{aligned}$$

où $S(\Lambda)$ est la transformation de Lorentz des 2-spineurs, on a, pour le terme de masse :

$$\bar{\psi}'(m + a'_\mu \gamma^{\mu\prime})\psi' = \bar{\psi}(m + a_\mu \gamma^\mu)\psi \qquad \text{(observateur)} \tag{1.73}$$

$$\bar{\psi}'(m + a'_\mu \gamma^{\mu\prime})\psi' = \bar{\psi}(m + a_\beta \Lambda^\beta_\mu \gamma^\mu)\psi \qquad \text{(particule)} \tag{1.74}$$

1.4.4.4 Le Lagrangien du SME minimal

Toutes les bases étant posées on peut construire le Lagrangien du SME minimal $\mathcal{L}_{\text{SME}}$ [34]. En vertu des principes précédents, le Lagrangien du SME minimal avant brisure électrofaible s'écrit :

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{SME}} = \mathcal{L}_{\text{MS}}
&\\
&\underbrace{\begin{aligned}
&+\frac{i}{2}(c_Q)_{\mu\nu AB}\bar{Q}_A\gamma^\mu \overleftrightarrow{D}^\nu Q_B + \frac{i}{2}(c_U)_{\mu\nu AB}\bar{U}_A\gamma^\mu \overleftrightarrow{D}^\nu U_B + \frac{i}{2}(c_D)_{\mu\nu AB}\bar{D}_A\gamma^\mu \overleftrightarrow{D}^\nu D_B\\
&-(a_Q)_{\mu AB}\bar{Q}_A\gamma^\mu Q_B - (a_U)_{\mu AB}\bar{U}_A\gamma^\mu U_B - (a_D)_{\mu AB}\bar{D}_A\gamma^\mu D_B
\end{aligned}}_{\substack{\text{cinétique des quarks et interaction quarks/bosons de jauge}\\ \text{violant la symétrie de Lorentz}}}\\
&\underbrace{\begin{aligned}
&+\frac{i}{2}(c_L)_{\mu\nu AB}\bar{L}_A\gamma^\mu \overleftrightarrow{D}^\nu L_B + \frac{i}{2}(c_R)_{\mu\nu AB}\bar{R}_A\gamma^\mu \overleftrightarrow{D}^\nu R_B\\
&-(a_L)_{\mu AB}\bar{L}_A\gamma^\mu L_B - (a_R)_{\mu AB}\bar{R}_A\gamma^\mu R_B
\end{aligned}}_{\substack{\text{cinétique des leptons et interaction leptons/bosons de jauge}\\ \text{violant la symétrie de Lorentz}}}\\
&\underbrace{-\frac{1}{4}(k_B)_{\kappa\lambda\mu\nu}B^{\kappa\lambda}B^{\mu\nu} - \frac{1}{2}(k_W)_{\kappa\lambda\mu\nu}\vec{W}^{\kappa\lambda}\cdot\vec{W}^{\mu\nu} - \frac{1}{2}(k_G)_{\kappa\lambda\mu\nu}\sum_{a=1}^{8}G_a^{\kappa\lambda}G_a^{\mu\nu}}_{\substack{\text{cinétique des bosons de jauge } U(1)_Y\otimes SU(2)_L \text{ et } SU(3)_C\\ \text{violant la symétrie de Lorentz}}}\\
&\underbrace{-\frac{1}{2}\left\{(H_L)_{\mu\nu AB}\bar{L}_A\phi\sigma^{\mu\nu}R_B + (H_U)_{\mu\nu AB}\bar{Q}_A\phi^c\sigma^{\mu\nu}U_B + (H_D)_{\mu\nu AB}\bar{Q}_A\phi\sigma^{\mu\nu}D_B\right\} + \text{h.c.}}_{\substack{\text{couplage de Yukawa des fermions}\\ \text{violant la symétrie de Lorentz}}}\\
&\underbrace{\begin{aligned}
&+\frac{1}{2}(k_{\phi\phi})^{\mu\nu}D_\mu\phi^\dagger D_\nu\phi + \text{h.c.}\\
&-\frac{1}{2}(k_{\phi B})^{\mu\nu}\phi^\dagger\phi B_{\mu\nu} - \frac{1}{2}(k_{\phi W})^{\mu\nu}\phi^\dagger W_{\mu\nu}\phi + i(k_\phi)^\mu\phi^\dagger D_\mu\phi + \text{h.c.}
\end{aligned}}_{\substack{\text{secteur du champ de Higgs}\\ \text{violant la symétrie de Lorentz}}}
\end{aligned}
$$

avec $A, B = 1, 2, 3$ les indices de saveurs.

1.4.5 L'ÉTAT DE L'ART

Diverses limites sur les coefficients de Wilson du SME ont été établies par un grand nombre d'expériences. Ces limites sont résumées dans des tableaux récapitulatifs visibles dans la référence [37].

L'unique expérience ayant posé des contraintes dans le secteur du quark top est celle faite avec la collaboration DØ [38]. Les limites sont résumées dans le tableau Tab.1.8 et ne présentent aucune violation de symétrie de Lorentz avec une incertitude absolue

d'environ 10 %. Ce sont ces limites que le travail de recherche décrit dans cette thèse a pour but de repousser.

Coefficient	Résultats	Secteur expérimental	Référence
$(c_Q)_{XX33}$	$-0.12 \pm 0.11 \pm 0.02$	Production $t\bar{t}$	[38]
$(c_Q)_{YY33}$	$0.12 \pm 0.11 \pm 0.02$		[38]
$(c_Q)_{XY33}$	$-0.04 \pm 0.11 \pm 0.01$		[38]
$(c_Q)_{XZ33}$	$0.15 \pm 0.08 \pm 0.01$		[38]
$(c_Q)_{YZ33}$	$-0.03 \pm 0.08 \pm 0.02$		[38]
$(c_U)_{XX33}$	$0.1 \pm 0.09 \pm 0.02$	Production $t\bar{t}$	[38]
$(c_U)_{YY33}$	$-0.1 \pm 0.09 \pm 0.02$		[38]
$(c_U)_{XY33}$	$0.04 \pm 0.09 \pm 0.01$		[38]
$(c_U)_{XZ33}$	$-0.14 \pm 0.07 \pm 0.02$		[38]
$(c_U)_{YZ33}$	$0.01 \pm 0.07 \pm < 0.01$		[38]
d_{XX}	$-0.11 \pm 0.1 \pm 0.02$	Production $t\bar{t}$	[38]
d_{YY}	$0.11 \pm 0.1 \pm 0.02$		[38]
d_{XY}	$-0.04 \pm 0.1 \pm 0.01$		[38]
d_{XZ}	$0.14 \pm 0.07 \pm 0.02$		[38]
d_{YZ}	$-0.02 \pm 0.07 \pm < 0.01$		[38]

TAB. 1.8: Exemples de mesures sur les coefficients de Wilson du SME dans le secteur du quark top.

A titre illustratif, quelques exemples de valeurs de limites dans d'autres secteurs sont présentées dans les tables TAB.1.8, 1.9, 1.10. On peut, par exemple, constater que le secteur de l'électron est très contraint avec des valeurs de précision de l'ordre de 10^{-14}.

Coefficient	Résultats	Secteur expérimental	Référence
$\tilde{H}_{ZT}$	$(-4.1 \pm 2.4) \times 10^{-27}$ GeV	Pendule de torsion	[39]
$\tilde{H}_{YT} - \tilde{d}_{ZX}$	$(-4.9 \pm 8.9) \times 10^{-27}$ GeV		[39]
$\lvert d_{XX} \rvert$	$<2 \times 10^{-14}$	Astrophysique	[40]
$\lvert d_{XY} \rvert$	$<2 \times 10^{-15}$		[40]
$\lvert d_{TZ} \rvert$	$<8 \times 10^{-17}$		[40]

TAB. 1.9: Exemples de mesures sur les coefficients de Wilson du SME dans le secteur de l'électron.

Coefficient	Résultats	Secteur expérimental	Référence
$\tilde{\kappa}_{e-}^{XY}$	$(-0.7 \pm 1.6) \times 10^{-18}$	Oscillateur saphir	[41]
$\tilde{\kappa}_{e-}^{XZ}$	$(-5.5 \pm 4.0) \times 10^{-18}$		[41]
$\tilde{\kappa}_{e-}^{YZ}$	$(1.7 \pm 1.3) \times 10^{-18}$		[41]
$k_{(V)00}^{(3)}$	$(1.1 \pm 1.3 \pm 1.5) \times 10^{-43}$ GeV	Polarisation du CMB	[42]
k_{AF}^{Z}	$<10^{-19}$ GeV	Spectroscopie à Hydrogène	[43]

TAB. 1.10: Exemples de mesures sur les coefficients de Wilson du SME dans le secteur du photon.

1.4.6 CONCLUSION

Le Modèle Standard de la physique des particules, bien que couronné de succès expérimentaux, présente des zones d'ombres théoriques. Si la masse des neutrinos et la matière noire sont des problématiques importantes, c'est bien la question de la gravitation quantique qui demeure une des plus grandes questions de la physique moderne. Plusieurs approches de nouvelles physiques sont proposées dans le monde de la physique par le biais de théories au-delà du Modèle Standard. Une violation de la symétrie de Lorentz pourrait être le dénominateur commun de théories proposant des solutions au problème de la gravitation quantique. Nous avons vu que le SME (pour *Standard Model Extension*) se propose comme théorie effective pour l'étude de la violation de la symétrie de Lorentz. Dans les prochains chapitres, elle sera le socle théorique à partir duquel nous préparerons et exécuterons le projet expérimental de cette thèse.

2 ÉTUDE PHÉNOMÉNOLOGIQUE

2.1 Le quark top 37
2.1.1 Production du quark top au LHC 38
2.1.2 Désintégration du quark top. 39
2.2 Secteur du quark top dans le SME. 40
2.3 Référentiel de l'expérience CMS 47
2.3.1 Changement de mesure temporelle 47
2.3.2 Rotation SCF $\rightarrow$ CMS 51
2.3.3 Les quantités $A^{\mu\nu}$ 53
2.3.4 Les équations 56
2.3.5 Représentation graphique 58
2.4 Sensibilité aux collisionneurs 59
2.4.1 Precision attendue au LHC Run II. 59
2.4.2 Projection pour les collisionneurs futurs 62
2.5 Conclusion 66

2.1 LE QUARK TOP

Le quark top est la particule élémentaire la plus massive connue à ce jour. Sa masse très élevée en fait un candidat très sérieux à la découverte de physique nouvelle. En effet, si les couplages de nouvelle physique suivent les même tendances que le couplage de Yukawa, c'est-à-dire d'autant plus intense que la masse de la particule en jeu est élevée, il est alors attendu de voir se manifester des phénomènes autour du quark top préférentiellement.

$$m_t^{\text{Tevatron + LHC}} = 172.76 \pm 0.30\,\text{GeV}[8] \tag{2.1}$$

Le quark top a été découvert en 1995 au Tevatron par les expériences CDF et $D\emptyset$. Cependant, son existence fut prédite plusieurs années avant son observation. Le quark b, découvert en 1977, se désintègre par interaction faible. Il appartient donc à un doublet $SU(2)_L$, dont le partenaire est le quark top.

Le LHC est une usine à top, il est donc un collisionneur idéal pour l'étude des théories au-delà du Modèle Standard. Dans cette section, est présenté un résumé des propriétés du quark top.

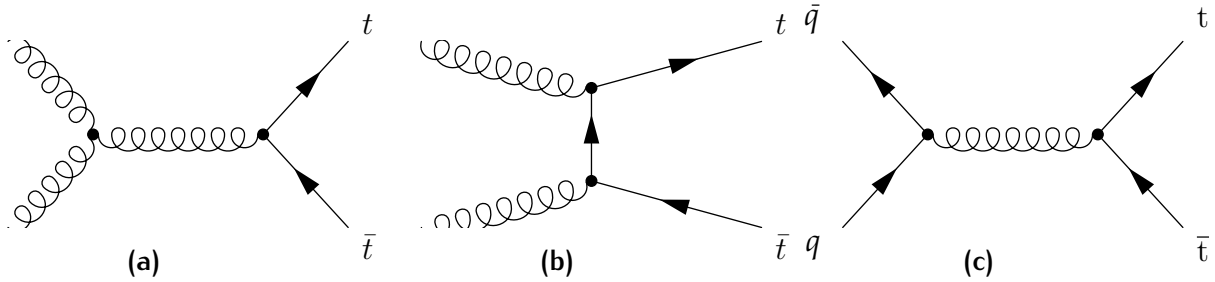


FIG. 2.1: Diagrammes de Feynman de production de paires $t\bar{t}$ par fusion de gluons (a, b), ainsi que par annihilation de quarks (c).

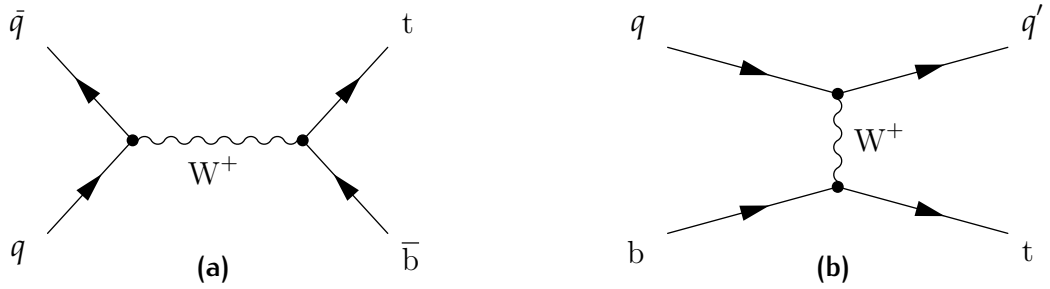


FIG. 2.2: Diagrammes de Feynman de la production de quark top célibataire, en voie s (a) et en voie t (a)

2.1.1 PRODUCTION DU QUARK TOP AU LHC

2.1.1.1 *Production par paire*

Dans les collisionneurs hadroniques tels que le LHC, la production dominante est la production par paire de quark top-antitop (production $t\bar{t}$). Au LHC Run II à $\sqrt{s} = 13\,\text{TeV}$ la section efficace est $\sigma_{t\bar{t}} = 831.8\,\text{pb}$, calculée au next-to-next-leading order (NNLO) de la QCD perturbative, avec une incertitude relative d'environ 6 % [44]. Le PDF du gluon est très important à $Q \sim m_t$, c'est-à-dire que ce sont des gluons qui seront majoritairement représentés dans les collisions. Du fait de la différence entre les PDF des quarks et des gluons dans le proton aux énergies du LHC, les modes sont distribués avec 88.6 % de production par fusion de gluons contre 11.4 % par annihilation quark-antiquark. La figure FIG.2.1 résume les diagrammes de Feynmann des différents modes de production de paires $t\bar{t}$.

2.1.1.2 *Production célibataire*

Un deuxième mode de production permet de produire des quarks top célibataires, *via* l'interaction faible. Trois canaux de production existent à l'arbre, présentés dans les figures FIG.2.2, FIG.2.3. Le diagramme FIG.2.2b, connu sous le nom de voie t, est le processus dominant, avec une section efficace NNLO approché de $\sigma_{t+\bar{t}} = 215\,\text{pb}$ avec une incertitude relative d'environ 1 % [45].

Les deux autres canaux sont la voie s (FIG.2.2a) et la production associée d'un quark top et d'un boson W (voie tW FIG.2.3).

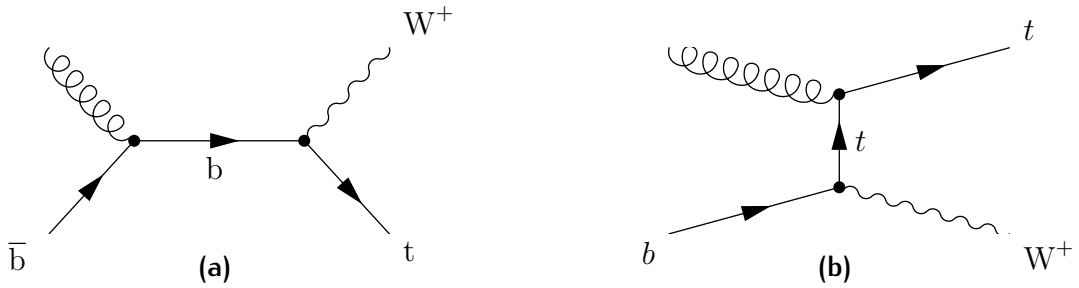


FIG. 2.3: Diagrammes de Feynman de la production associée d'un quark top célibataire et d'un boson W (voie tW).

Canal	Rapport d'embranchement (Γ_i/Γ)
$e^- + \nu_e$	$11.10 \pm 0.30\,\%$
$\mu^- + \nu_\mu$	$11.40 \pm 0.20\,\%$
$\tau + \nu_\tau$	$11.10 \pm 0.90\,\%$
$q\bar{q}$	$66.5 \pm 1.4\,\%$

TAB. 2.1: Rapports d'embranchements des différents canaux de désintégration du boson W [8].

2.1.2 DÉSINTÉGRATION DU QUARK TOP.

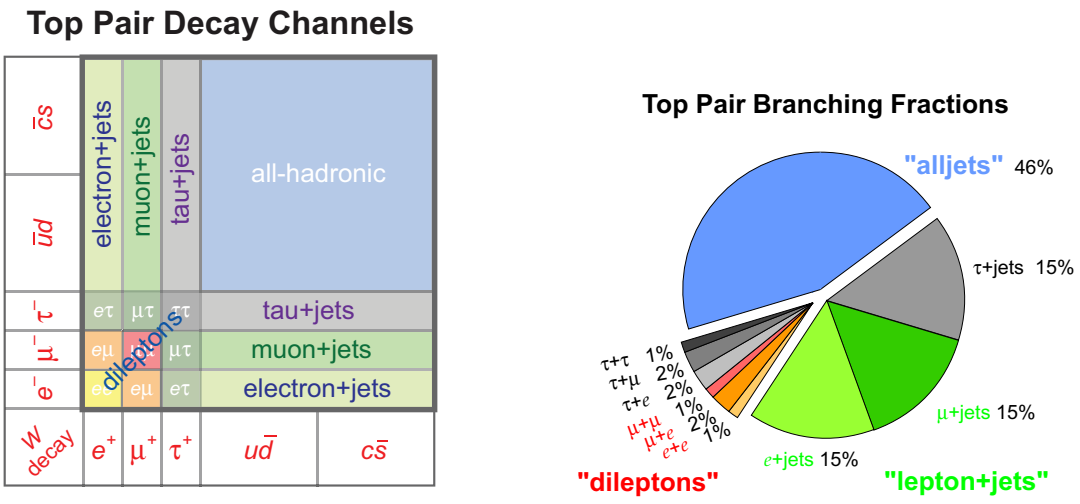
La durée de vie mesurée du quark top est d'environ 3.3×10^{-25} s [8]. Ce temps de vie est inférieur au temps d'hadronisation ($\tau_{\text{hadronisation}} \simeq 3 \times 10^{-24}$ s) ce qui implique que le quark top se désintègre avant de s'hadroniser. Il offre donc une possibilité unique d'étudier un quark dans un état non-lié.

Le quark top se désintègre uniquement par interaction faible, selon trois modes de désintégration : $t \to bW^+$, $t \to sW^+$ et $t \to dW^+$. La mesure de la matrice CKM (1.33) montre que le terme $|V_{tb}|^2 = 0.999\,172 \pm 0.000\,024$ est hautement dominant. Ainsi, le quark top se désintègre majoritairement en $t \to bW^+$.

L'état final exact de la désintégration du quark top dépend du W, qui se désintègre environ 33 % du temps en lepton - neutrino, et 67 % en paire de quark-antiquark. Les rapports d'embranchements de la désintégration du W sont résumés dans la table TAB.2.1.

Lors d'une production par paire, les deux quarks top vont se désintégrer de façon indépendante. Le W ayant 4 modes de désintégration, l'état final d'une désintégration $t\bar{t}$ peut être classé en 3 catégories :

- Les deux W se désintègrent en $\ell + \nu_\ell$ (avec ℓ un lepton quelconque). On parle alors de désintégration di-leptonique (canal di-lepton).
- Un W se désintègre en $\ell + \nu_\ell$, et le deuxième en $q\bar{q}$. C'est le canal semi-leptonique, aussi appelé lepton + jets.



(a) (b)

FIG. 2.4: Canaux de désintégration d'une paire $t\bar{t}$ (a) et rapports d'embranchements des différents canaux de désintégration d'une paire $t\bar{t}$ (b).

- Finalement, les deux W peuvent aussi se désintégrer en $q\bar{q}$. On parle dans ce cas de canal tout-hadronique.

Cette classification est résumée dans la figure FIG.2.4a. Les rapports d'embranchements associés à chaque canal de désintégration sont résumés FIG.2.4b. On constate ainsi qu'environ 46 % des paires $t\bar{t}$ se désintègrent dans le canal tout-hadronique, ∼45 % dans le canal semi-leptonique, et ∼9 % dans le canal di-leptonique. Les diagrammes de Feynman associés à ces désintégrations sont présentés dans la figure FIG.2.5.

2.2 SECTEUR DU QUARK TOP DANS LE SME

Dans le contexte d'un SME minimal, il est possible de construire une densité lagrangienne impliquant une violation de symétrie de Lorentz dans le secteur du quark top. Cette forme prend les mêmes conventions que celles exposées au chapitre 1, avec Q_A les doublets gauches de quarks et U_A les singlets droits, la densité Lagrangienne prend la forme suivante, pour la partie cinétique du Lagrangien, et en considérant seulement les termes de violation Lorentz les plus simples [34] :

$$\mathcal{L} \supset \frac{i}{2}(c_Q)_{\mu\nu AB}\bar{Q}_A\gamma^\mu \overleftrightarrow{D}^\nu Q_B + \frac{i}{2}(c_U)_{\mu\nu AB}\bar{U}_A\gamma^\mu \overleftrightarrow{D}^\nu U_B \tag{2.2}$$

Les coefficients $(c_Q)_{\mu\nu AB}$ et $(c_U)_{\mu\nu AB}$ présents dans l'équation contrôlent l'amplitude de violation de la symétrie de Lorentz. En se focalisant sur le quark top, on écrit l'expression de la densité lagrangienne précédemment nommée seulement pour la troisième génération $A = B = 3$. En exprimant la dérivée covariante en termes d'inter-

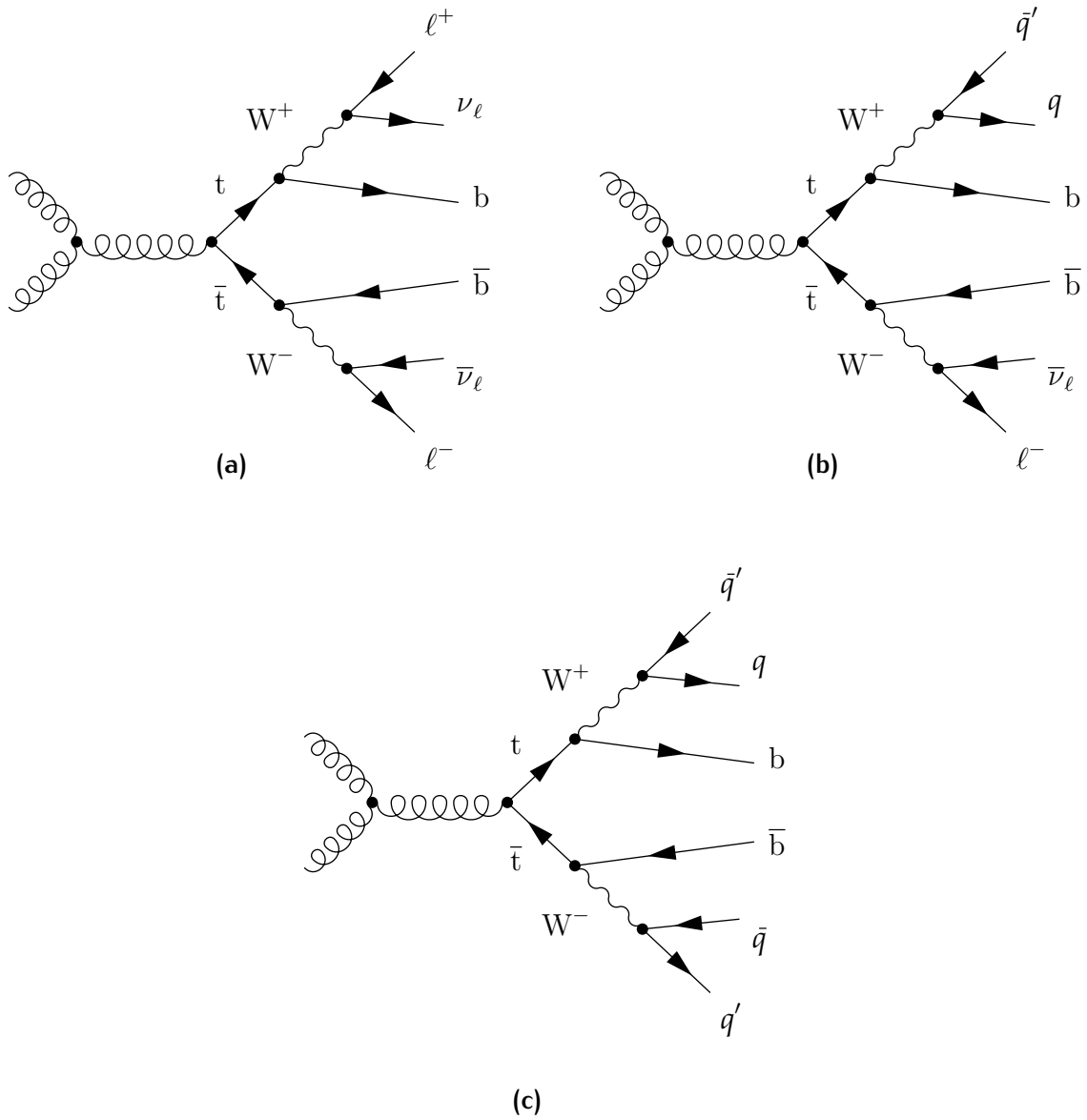


FIG. 2.5: Diagrammes de Feynman de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ dans (a) le canal di-leptonique, (b) le canal semi-leptonique, ainsi que (c) le canal tout-hadronique.

actions des champs de quarks avec les bosons d'interaction faible $W_\mu^\pm$ et les bosons d'interaction forte G_μ :

$$\begin{aligned}\mathcal{L} \supset & \frac{i}{2}(c_Q)_{\mu\nu 33}\bar{t}_L\gamma^\mu\overleftrightarrow{\partial}^\nu t_L + \frac{i}{2}(c_U)_{\mu\nu 33}\bar{t}_R\gamma^\mu\overleftrightarrow{\partial}^\nu t_R + \frac{i}{2}(c_Q)_{\mu\nu 33}\bar{b}_L\gamma^\mu\overleftrightarrow{\partial}^\nu b_L \\ & + \frac{gV_{tb}}{\sqrt{2}}(c_Q)_{\mu\nu 33}\left(W^{-\nu}\bar{b}_L\gamma^\mu t_L + W^{+\nu}\bar{t}_L\gamma^\mu b_L\right) \\ & + g_s c_{\mu\nu}\left(\bar{t}\gamma^\mu G^\nu t + \bar{b}\gamma^\mu G^\nu b\right)\end{aligned} \tag{2.3}$$

avec

$$\boxed{(c_Q)_{\mu\nu 33} = (c_L)_{\mu\nu} \qquad (c_U)_{\mu\nu 33} = (c_R)_{\mu\nu}} \tag{2.4}$$

A ce stade, il est commode d'introduire les nouveaux coefficients $c_{\mu\nu}$ et $d_{\mu\nu}$:

$$\boxed{c_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\left((c_L)_{\mu\nu} + (c_R)_{\mu\nu}\right) \qquad d_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\left((c_L)_{\mu\nu} - (c_R)_{\mu\nu}\right)} \tag{2.5}$$

Il faut admettre (la preuve sera formulée dans la suite) que chacun de ces coefficients de Wilson peut être considéré symétrique et de trace nulle sans perte de généralité.

$$\mathrm{Tr}(c) = 0, \qquad c^T = c \tag{2.6}$$

Pour résumer, en ne considérant que les termes relatifs au quark top et en incluant chaque coefficient, notre densité lagrangienne pour la partie cinétique du quark top s'écrit :

$$\mathcal{L}_t^{\mathrm{LIV}} = \frac{i}{2}(c_L)_{\mu\nu}\bar{t}_L\gamma^\mu\overleftrightarrow{D}^\nu t_L + \frac{i}{2}(c_R)_{\mu\nu}\bar{t}_R\gamma^\mu\overleftrightarrow{D}^\nu t_R \tag{2.7}$$

$$\mathcal{L}_t^{\mathrm{LIV}} = \frac{i}{2}c_{\mu\nu}\bar{t}\gamma^\mu\overleftrightarrow{D}^\nu t + \frac{i}{2}d_{\mu\nu}\bar{t}\gamma^5\gamma^\mu\overleftrightarrow{D}^\nu t \tag{2.8}$$

En respectant les relations de chiralité des bi-spineurs :

$$t_L = \frac{1}{2}\left(1-\gamma^5\right)t, \qquad t_R = \frac{1}{2}\left(1+\gamma^5\right)t$$

2.2.0.1 *Éléments de matrice*

Dans le cas de la production $\mathrm{t\bar{t}}$ deux modes distincts vont être en jeu au LHC, la production par annihilation quark-antiquark et la production par fusion de gluons. Il est à noter que la proportion de mode de production dépend de l'énergie au centre de masse. Ainsi à l'énergie du Tevatron la production par fusion de gluon représente 15 % des modes de production, contre 88.6 % au LHC pour le Run II.

Pour la suite de ce travail, l'article de Kostelecký, Berger et Liu [46] fournit la forme des éléments de matrice de la production $\mathrm{t\bar{t}}$ ainsi que des désintégrations des quarks top à l'arbre. Dans le cadre du Modèle Standard et dans l'approximation de la « largeur étroite» (*narrow-width*), l'élément de matrice est donné par :

$$|\mathcal{M}|^2_{\mathrm{SM}} = PF\bar{F} \tag{2.9}$$

Les quantités P, F et $\bar{F}$ représentent respectivement les facteurs de production, de désintégration du top et de désintégration de l'antitop. P est lui-même décomposé en deux termes : annihilation quark/antiquark et fusion de gluon. Dans la suite, seul P sera développé à des fins d'illustration. Les écritures explicites des éléments de matrice sont disponibles dans [46] :

$$P_{q\bar{q}} = \frac{8g_s^4}{9s^2}\left[(p_q \cdot p_t)(p_{\bar{q}} \cdot p_{\bar{t}}) + (p_q \cdot p_{\bar{t}})(p_{\bar{q}} \cdot p_t) + (p_q \cdot p_{\bar{q}})m_t^2\right] \tag{2.10}$$

où s,t et u représentent les variables de Mandelstahm :

$$\begin{aligned} s &= (p_1 + p_2)^2 = (p_t + p_{\bar{t}})^2 \\ t &= (p_2 - p_t)^2 = (p_1 - p_{\bar{t}})^2 \\ u &= (p_1 - p_t)^2 = (p_2 - p_{\bar{t}})^2 \end{aligned}$$

p_1 et p_2 sont les 4-impulsions des deux gluons, p_q et $p_{\bar{q}}$ les 4-impulsions des quark et anti-quark entrant et p_t et $p_{\bar{t}}$ les 4-impulsions des quark top et anti-top du couple $\mathrm{t\bar{t}}$.

L'élément de matrice généré par le SME portant les coefficients $c_{\mu\nu}$ impliquant la violation de Lorentz s'écrit :

$$|\mathcal{M}|^2_{\text{SME}} = PF\bar{F} + (\delta P)F\bar{F} + P(\delta F)\bar{F} + PF(\delta\bar{F}) \tag{2.11}$$

Où :

$$\begin{aligned} \delta P = \frac{g_s^4}{18E^4}c_{\mu\nu}\,[\,&(p_q \cdot p_t)\left(p_{\bar{q}}^\mu p_{\bar{t}}^\nu + p_{\bar{t}}^\mu p_{\bar{q}}^\nu\right) \\ &+ (p_q \cdot p_{\bar{t}})\left(p_{\bar{q}}^\mu p_t^\nu + p_t^\mu p_{\bar{q}}^\nu\right) \\ &+ (p_{\bar{q}} \cdot p_t)\left(p_q^\mu p_{\bar{t}}^\nu + p_{\bar{t}}^\mu p_q^\nu\right) \\ &+ (p_{\bar{q}} \cdot p_{\bar{t}})\left(p_q^\mu p_t^\nu + p_t^\mu p_q^\nu\right) \\ &- (p_q \cdot p_{\bar{q}})\left(p_{\bar{t}}^\mu p_t^\nu + p_t^\mu p_{\bar{t}}^\nu\right) \\ &- (p_t \cdot p_{\bar{t}} + m_t^2)\left(p_{\bar{q}}^\mu p_q^\nu + p_q^\mu p_{\bar{q}}^\nu\right)\,] \end{aligned} \tag{2.12}$$

Il est alors possible de ré-écrire l'expression (2.11) avec la mise en facteur des coefficients de Wilson :

$$\delta P = c_{\mu\nu}P^{\mu\nu} \tag{2.13}$$

$$\delta F = c_{L\mu\nu}F^{\mu\nu} \tag{2.14}$$

$$\delta\bar{F} = c_{L\mu\nu}\bar{F}^{\mu\nu} \tag{2.15}$$

Dû au couplage gauche de l'interaction faible, la décomposition ne fait apparaître que le coefficient de Wilson de chiralité gauche ($c_{L\mu\nu}$) pour l'amplitude de désintégration du quark top.

2.2.0.2 Poids SME

Le rapport de sections efficaces SME/SM w, sera notre point de référence pour la mesure de violation de Lorentz :

$$w = \frac{\sigma_{\text{SME}}}{\sigma_{\text{SM}}} \tag{2.16}$$

Sous l'hypothèse que la densité de probabilité partonique (PDF) dans le proton n'est pas modifiée (ce qui est le cas si seul le quark top possède des coefficient provenant du SME non nuls) et si l'expression de l'espace de phases reste identique (ce, en négligeant les modifications des relations de dispersion au second ordre) alors on peut considérer que

$$\begin{aligned}
w &\approx \frac{|\mathcal{M}|^2_{\text{SME}}}{|\mathcal{M}|^2_{\text{SM}}} \\
&= \frac{PF\bar{F} + (\delta P)F\bar{F} + P(\delta F)\bar{F} + PF(\delta\bar{F})}{PF\bar{F}} \\
&= 1 + \frac{\delta P}{P} + \frac{\delta F}{F} + \frac{\delta\bar{F}}{\bar{F}} \\
&= 1 + c_{\mu\nu}\frac{P^{\mu\nu}}{P} + c_{L\mu\nu}\left(\frac{F^{\mu\nu}}{F} + \frac{\bar{F}^{\mu\nu}}{\bar{F}}\right) && (\textit{voir } (2.13)) \\
&\equiv 1 + c_{\mu\nu}A_P^{\mu\nu} + c_{L\mu\nu}A_F^{\mu\nu} && (2.17)
\end{aligned}$$

Les quantités $A^{\mu\nu}$ seront les quantités de l'analyse phénoménologique. Il est à noter que dans le contexte d'une production $\mathrm{t\bar{t}}$, les désintégrations du quark top et de son anti-partenaire apparaissent systématiquement ensemble d'où leur concaténation dans l'unique matrice d'observable A_F.
Il est maintenant possible d'introduire les équations de section efficace de production $\mathrm{t\bar{t}}$ dans le cadre du SME pour chaque couple de coefficient de Wilson :

$$\sigma_{\text{SME}} = \sigma_{\text{SM}}\left(1 + c_{L\mu\nu}\left(\frac{A_P^{\mu\nu}}{2} + A_F^{\mu\nu}\right) + c_{R\mu\nu}\frac{A_P^{\mu\nu}}{2}\right) \tag{2.18}$$

$$\sigma_{\text{SME}} = \sigma_{\text{SM}}\left(1 + c_{\mu\nu}\left(A_P^{\mu\nu} + A_F^{\mu\nu}\right) + d_{\mu\nu}A_F^{\mu\nu}\right) \tag{2.19}$$

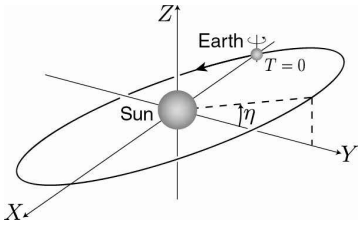
2.2.0.3 Expériences terrestres

Nous voulons mesurer les coefficients de Wilson. La méthode pour pouvoir observer un signal est de poser un référentiel privilégié. Une fois ce référentiel fixé, la transformation qui amènera dans le référentiel du laboratoire sera une transformation particule. Ainsi la symétrie de Lorentz sera brisée et apparaîtront des termes non compensés dans la section efficace qui donneront des signatures caractéristiques. Sachant que les expériences mesurant la cinétique du quark top sont terrestres, le référentiel astucieux est un référentiel fixe par rapport à la Terre. Le référentiel conventionnel est le référentiel centré sur le soleil (ou SCF pour *Sun Centered Frame*). La puissance de cette approche réside dans le fait que les coefficients représentent des constantes

de l'espace-temps (des vev de $SO(1,3)$), une contrainte sur un coefficient sera une contrainte pour le SME indépendamment du choix du référentiel fixe de départ.

Un choix de référentiel plus intuitif aurait pu être celui du Fond Diffus Cosmologique, mais ce dernier est bien plus complexe que le SCF pour construire la matrice de passage entre les bases.

La base SCF $\{X, Y, Z\}$ est définie par :



- ▷ Axe Z : colinéaire à l'axe de rotation de la Terre.
- ▷ Axe X : pointe vers le point vernal d'équinoxe (voir Fig.2.6).
- ▷ Axe Y : complète la base directe. Le plan XY est donc co-planaire au plan équatorial.

Les points vernaux sont les points d'intersection entre deux plans : le plan écliptique (plan de révolution) et le plan équatorial (plan de rotation de la Terre sur elle-même).

Au cours de son mouvement, le Soleil croise les points vernaux, l'un en passant de l'hémisphère Nord à l'hémisphère Sud (nœud descendant) l'autre en passant de l'hémisphère Sud à l'hémisphère Nord (nœud ascendant). On nomme point vernal d'équinoxe (parfois appelé *point d'équinoxe de printemps* ou encore *point* γ) le nœud ascendant.

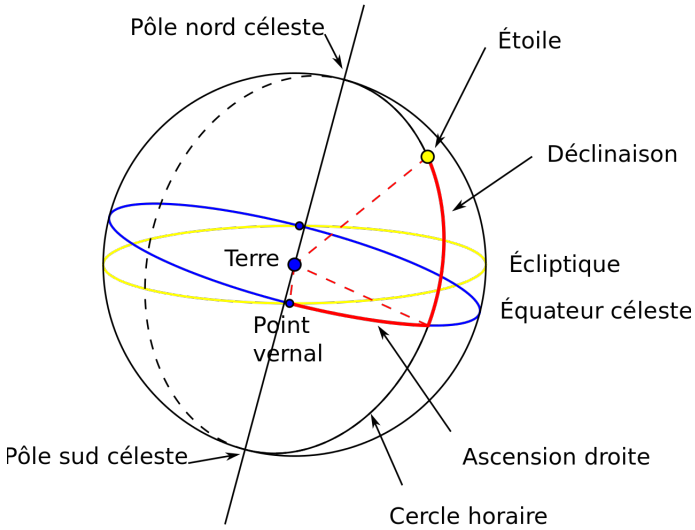


Fig. 2.6: Point Vernal quand le soleil passe de l'hémisphère Sud au Nord

En raison de la précession des équinoxes (effet gravitationnel) et de la nutation (effet géométrique dû au fait que l'orbite terrestre n'est pas circulaire mais ellipsoïdale) de la Terre, le point vernal oscille et revient à sa position en 260 siècles. En raison de ce mouvement, on considère comme référence les coordonnées du point vernal au 1er

$\sqrt{s}$ de la collision	Vitesse en GeV c^{-1}	β
13 TeV	401.299	0.764 90
14 TeV	415.371	0.791 73
27 TeV	572.736	0.826 42
100 TeV	1128.42	0.891 63

Tab. 2.2: Vitesse moyenne d'un quark top généré dans une collision p-p pour différentes valeurs d'énergies $\sqrt{s}$ au centre-de-masse, avec une erreur ∼1 ‰.

Janvier 2000 à midi UTC (date nommée J2000).

Pour passer du SCF au référentiel de la Terre il faut prendre en compte les trois transformations de Lorentz suivantes :

LE BOOST ORBITAL DE LA TERRE La Terre possède une vitesse orbitale moyenne $v_\oplus \sim 29.783\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ ou de manière relativiste $\beta_\oplus \approx 1 \times 10^{-4}$. Au LHC à 13 TeV, les quarks top auront un facteur relativiste en moyenne de $\beta_\mathrm{t} = 0.764\,90$ (voir Tab.2.2). En utilisant la relation de combinaison des vitesses relativiste, valable tangentiellement, on a :

$$\beta_{\mathrm{t}+\oplus} = \frac{\beta_\mathrm{t} + \beta_\oplus}{1 + \beta_\mathrm{t}\beta_\oplus} = \frac{10^{-4} + 0.764\,90}{1 + 0.764\,90 \times 10^{-4}} = 0.764\,94 \approx \beta_\mathrm{t} \tag{2.20}$$

Le boost de la Terre est négligeable devant celui des quarks top créés au LHC.

LA RÉVOLUTION DE LA TERRE La révolution de la Terre s'étale sur un an. Ainsi les effets de cette rotation sont très ténus. De plus le LHC n'est pas actif continûment sur une année entière. La sous-activité hivernale, par exemple, introduit des biais statistiques importants.

LA ROTATION DE LA TERRE SUR ELLE-MÊME Journalière, elle est la transformation de Lorentz qui va le plus intensément influer sur l'impulsion des quarks top en jeu.

Parmi ces trois transformations, seule la rotation de la Terre sur elle-même n'est pas négligeable. La rotation dépendante d'un paramètre temporel t a pour incidence une transformation des tenseurs $A^{\mu\nu}$:

$$A_\odot^{\alpha\beta} \to R_\alpha^\mu(t) R_\beta^\nu(t) A_\oplus^{\alpha\beta} \tag{2.21}$$

où $\odot$ représente le SCF, $\oplus$ un référentiel terrestre et les R_α^μ sont les rotations du référentiel de la Terre vers le SCF. En vertu de la violation de la symétrie de Lorentz les lois physiques vont répondre aux équations suivantes :

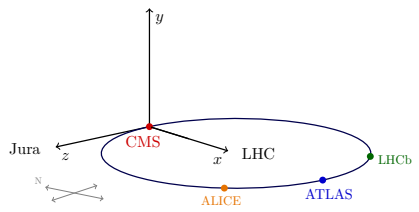
$$\sigma_\mathrm{SME} = \left(1 + (c_L)_{\mu\nu} R_\alpha^\mu(t) R_\beta^\nu(t) A_{L\oplus}^{\alpha\beta} + (c_R)_{\mu\nu} R_\alpha^\mu(t) R_\beta^\nu(t) A_{R\oplus}^{\alpha\beta}\right) \sigma_\mathrm{SM} \tag{2.22}$$

$$\sigma_\mathrm{SME} = \left(1 + c_{\mu\nu} R_\alpha^\mu(t) R_\beta^\nu(t) A_{C\oplus}^{\alpha\beta} + d_{\mu\nu} R_\alpha^\mu(t) R_\beta^\nu(t) A_{D\oplus}^{\alpha\beta}\right) \sigma_\mathrm{SM} \tag{2.23}$$

2.3 RÉFÉRENTIEL DE L'EXPÉRIENCE CMS

L'étude physique se fera dans le cadre de l'expérience CMS dont une présentation sera faite au chapitre suivant. Pour construire notre modèle phénoménologique, il nous faut donc définir le référentiel de CMS puis établir la transformation de référentiels. Le référentiel de CMS est introduit plus précisément dans le paragraphe 3.2.1.

La base CMS $\{x, y, z\}$ est définie par [47]



- ▷ Axe x : pointe vers le centre de l'anneau du LHC.
- ▷ Axe z : tangent au LHC avec un sens trigonométrique.
- ▷ Axe y : normal au plan du LHC.

2.3.1 CHANGEMENT DE MESURE TEMPORELLE

Plusieurs définitions ont cours. Il est donc impératif de faire un lien entre le temps sidéral (temps GMST), pratique pour l'étude des évènements astronomiques comme la rotation de la Terre sur elle-même, et le temps Unix (temps UTC) qui est le temps utilisé par la collaboration CMS.

TEMPS ATOMIQUE INTERNATIONAL (SI) Il s'agit de la définition de la seconde du Système International d'unités. Le Bureau International des Poids et Mesures la définit en 1967 comme « la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133».

TEMPS UNIVERSEL SOLAIRE (UT1) Le temps solaire est basé sur le croisement moyen du Soleil avec le méridien de Greenwich à 12h. Sa définition est nécessaire pour comprendre la definition du temps Unix (UTC). La moyenne est utilisée car la durée du jour solaire varie périodiquement à cause de l'excentricité de l'orbite de la terre. On définit ainsi la seconde par le biais de la période solaire T_{sol} :

$$T_{\text{sol}} = 86\,400\,\text{s(UT1)} \sim 86\,400.002\,\text{s(SI)} \tag{2.24}$$

TEMPS UNIVERSEL COORDONNÉ (UTC) Il s'agit d'un temps civil et également le temps fourni par le GPS du LHC sous forme de temps informatique ou temps Unix. Il est basé sur le temps atomique pour assurer une stabilité et l'exactitude. Cependant, il a pour but d'être relié à la rotation de la Terre UT1. L'idée ici est de définir un temps qui diffère du temps SI d'un nombre entier de secondes. Par défaut les jours sont définis par 86 400 s(SI) mais de plus on maintient

$$|\text{UTC} - \text{UT1}| < 0.9\,\text{s} \tag{2.25}$$

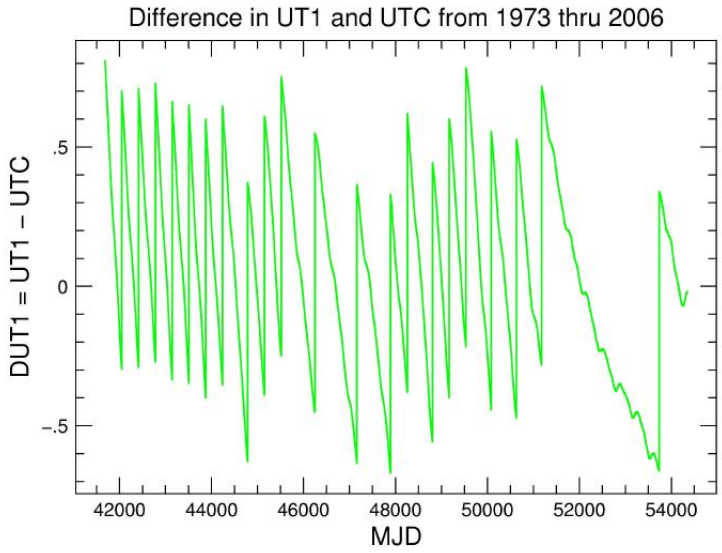


Fig. 2.7: Data Source : IERS Rapid Service/Prediction Center. MDJ correspond au Jour Julien Modifié, jour exprimé en temps sidéral (voir 2.3.1) avec origine au 17 novembre 1858 à minuit.

en ajoutant aussi souvent qu'il le faut des « secondes intermédiaires»[48]. La distribution de ces secondes est présentée dans la figure Fig.2.7. Le temps UNIX a pour origine le 1er Janvier 1970 minuit UTC. Cette origine se nomme l'*UNIX epoch*.

TEMPS SIDÉRAL AU MÉRIDIEN DE GREENWICH (GMST) On définit le jour sidéral comme le temps qu'il faudra à un astre donné (conventionnellement un quasar lointain) pour revenir à sa position dans le ciel observée depuis la Terre. Formellement le temps GMST et le temps UT1 sont obtenus par une transformation linéaire fixe [49] utilisant une grandeur temporelle intermédiaire nommée jour Julien.

$$T_{\text{sid}} = 86\,400\,\text{s(GMST)} = 86\,164.0989\,\text{s(UT1)} = 86\,164.1009\,\text{s(UTC)} \tag{2.26}$$

	Date	Jour Julien [49]
J2000 Epoch	1 Janvier 2000, 12 :00 :00 UT1	JD 2 451 545.0 UT1
Unix Epoch	1 Janvier 1970, 00 :00 :00 UTC	JD 2 440 587.5 UTC

Tab. 2.3: Résumé de différents temps initiaux conventionnels.

L'idée, ici, est que le choix du SCF comme référentiel privilégie l'utilisation du temps sidéral (avec J2000 comme origine) pour l'étude de la rotation de la Terre. Mais CMS va nous donner des temps type UTC (Unix). Pour passer de l'un à l'autre, on opère une transformation affine [49] :

$$\Omega_{\text{GMST}} t_{\text{SCF}} = \Omega_{\text{UTC}} t_{\text{CMS}} + \phi \tag{2.27}$$

avec ϕ une phase et :

$$\Omega_{\text{GMST}} = \frac{2\pi}{T_{\text{sid}}(\text{GMST})} = \frac{2\pi}{86400} = 7.2722 \times 10^{-5}\,\text{rad}\,\text{s}^{-1}(\text{GMST}) \tag{2.28}$$

$$\Omega_{\text{UTC}} = \frac{2\pi}{T_{\text{sid}}(\text{SI})} = \frac{2\pi}{86164} = 7.2921 \times 10^{-5}\,\text{rad}\,\text{s}^{-1}(\text{SI}) \tag{2.29}$$

Il faut maintenant calculer la valeur de la phase. Il s'agit de l'angle provenant du passage de l'origine UNIX epoch à J2000 ($\phi_{\text{UNIX}\to\text{J2000}}$) mais également d'une longitude effective $\phi_{(\text{long})}$ décrite dans le paragraphe suivant.

Cela revient à connaître la position du méridien de Greenwich à l'UNIX epoch. Le calcul a déjà été fait pour nous [49] et cette transformation vaut :

$$t_{\text{UNIX}\to\text{J2000}} = 24\,055 \pm 6\,\text{s}(\text{GMST}) \tag{2.30}$$

ce qui donne :

$$\phi_{\text{UNIX}\to\text{J2000}} = \Omega t_{\text{UNIX}\to\text{J2000}} = 1.7493\,\text{rad} = 100.23° \tag{2.31}$$

La longitude effective $\phi_{(\text{long})}$ est définie comme l'angle entre le faisceau de protons et le méridien de Greenwich. Une représentation graphique de cet angle est présentée dans la figure Fig.2.8.

Pour trouver cette longitude effective, on applique la matrice de rotation SCF→CMS (voir section suivante) sur l'axe du faisceau de particules du LHC $z_{\text{CMS}} = (0, 0, 1)$ afin d'avoir l'expression de ce dernier dans le SCF :

$$z_{\text{SCF}} = R z_{\text{CMS}} \tag{2.32}$$

Puis, grâce à une application trigonométrique, on obtient :

$$\phi_{\text{long}} = \arctan\left(\frac{z_{\text{SCF}}(x)}{z_{\text{SCF}}(y)}\right) = 1.5336\,\text{rad} = 87.8705° \tag{2.33}$$

$$\boxed{\Omega_{\text{GMST}} t_{\text{sideral}} = \Omega_{\text{UT1/UTC}}(t_{\text{CMS}}) + \phi_{\text{Unix}} + \phi_{\text{long}}} \tag{2.34}$$

En temps Unix, les valeurs peuvent vite devenir extrêmement élevées. Il est donc très commode de définir un temps t_0 plus avancé (le 1er Janvier de l'année de la prise de données par exemple) pour alléger les valeurs numériques. Ces valeurs t_0 sont présentées dans le tableau Tab.2.4.

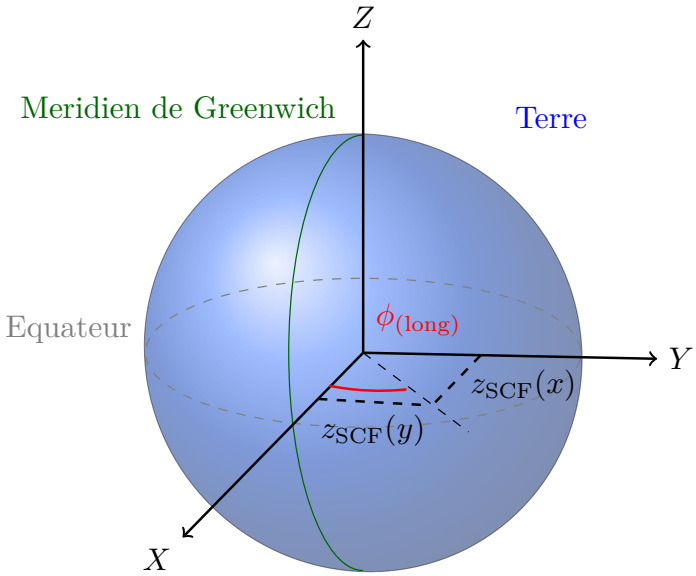


Fig. 2.8: Schéma de la longitude effective.

Date	Horaire	Temps Unix (s(UTC))
01-01-2016	00 : 00 : 00	1451606400
01-01-2017	00 : 00 : 00	1483228800
01-01-2018	00 : 00 : 00	1514764800

Tab. 2.4: Valeur des t_0 fixés au 1er Janvier Minuit de chaque année de prise de données du Run II du LHC.

Angle	Variable	radian (rad)	degrés (°)
Azimut	θ	1.7677 ± 0.0001	101.2790 ± 0.0001
Latitude	λ	0.8082 ± 0.0001	46.309 ± 0.003
Longitude	ℓ	0.1061 ± 0.0001	6.0766 ± 0.0001

TAB. 2.5: Angles paramètres de la matrice de changement de base [50].

En guise d'application numérique, on déduit pour l'année 2017 que le temps sidéral est donné par :

$$\begin{aligned} t_{\text{sideral}} &= \frac{\Omega_{\text{UT1}}(t_{\text{CMS}} - t_0) + \phi_{\text{Unix}} + \phi_{\text{long}}}{\Omega_{\text{GMST}}} \\ &= \frac{7.2921 \times 10^{-5}\,\text{rad}\,\text{s}^{-1}(\text{UT1}) \times (t_{\text{CMS}} - 1\,483\,228\,800\,) + 3.2830\,\text{rad}}{7.2722 \times 10^{-5}\,\text{rad}\,\text{s}^{-1}(\text{GMST})} \end{aligned}$$

2.3.2 ROTATION SCF $\longrightarrow$ CMS

Pour caractériser la rotation de la terre sur elle-même il faut faire appel à deux angles en plus de la vitesse angulaire de la Terre. Le premier angle est la latitude λ, vieille coordonnée marine qui commence à l'équateur ($\lambda = 0°$) et qui finit aux pôles ($\lambda = \pm 90°$). Le deuxième angle est l'azimut θ au LHC [50]. L'azimut mesure l'angle entre un vecteur tangent à l'anneau (dans le sens horaire) et le vecteur colinéaire au méridien de Greenwich (orienté Nord).

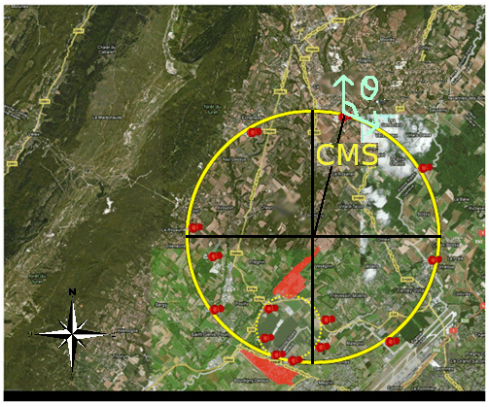


FIG. 2.9: Image Google Earth de l'anneau du LHC

Un résumé des angles est montré dans le tableau TAB.2.5.

On rappelle que le but est de passer par rotation du référentiel SCF au référentiel de CMS. La première étape est de définir une base au point 5 du LHC (CMS). Par

convention, on a l'axe z suivant le faisceau dans le sens des aiguilles d'une montre et l'axe x perpendiculaire à z pointant vers le centre de l'anneau. On construit ensuite notre axe y qui pointe vers la surface de sorte à obtenir un repère orthonormé direct. La seconde étape est de construire la matrice de rotation R dépendante du temps qui nous permet la transition entre le SCF et le référentiel de CMS :

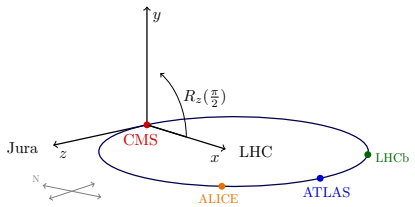
$$\mathcal{B}_{\text{CMS}}(x, y, z) \xrightarrow{R(t)} \mathcal{B}_{\text{SCF}}(X, Y, Z)$$

où $\mathcal{B}$ représente les bases des référentiels. Dans la suite, toutes les rotations seront dans le sens trigonométrique.

2.3.2.1 *Matrices de rotation*

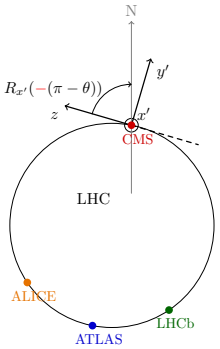
PREMIÈRE ROTATION $\boldsymbol{R_z\left(\frac{\pi}{2}\right)}$. C'est une rotation autour de l'axe z qui rend l'axe x normal au plan du LHC. Cela permet d'avoir l'axe x normal au plan tangent de la Terre, à la localisation du LHC. La nouvelle base est donnée par $\mathcal{B}_{\text{CMS}}(x', y', z)$.

$$R_z\left(\frac{\pi}{2}\right) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$



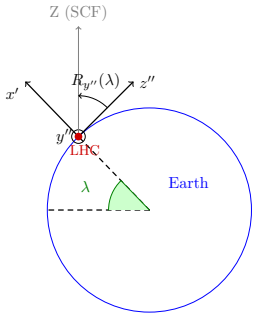
DEUXIÈME ROTATION $\boldsymbol{R_{x'}(\pi - \theta)}$). On veut orienter l'axe z en direction du Nord. On tourne dans le sens trigonométrique autour de l'axe x' avec un angle $\pi - \theta$ (co-azimut). La nouvelle base est donnée par $\mathcal{B}_{\text{CMS}}(x', y'', z'')$.

$$R_{x'}(-(\pi - \theta)) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\cos(\theta) & \sin(\theta) \\ 0 & 0 & -\sin(\theta) & -\cos(\theta) \end{pmatrix}$$



TROISIÈME ROTATION $R_{y''}(\lambda)$. Rotation autour de l'axe y'' pour faire coïncider l'axe z avec l'axe Z du SCF. La nouvelle base est donnée par $\mathcal{B}_{\text{CMS}}(x'', y'', Z)$.

$$R_{y''}(\lambda) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\lambda) & 0 & \sin(\lambda) \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -\sin(\lambda) & 0 & \cos(\lambda) \end{pmatrix}$$



QUATRIÈME ROTATION $R_Z(\Omega t)$. Une dernière rotation autour de l'axe Z a deux buts : suivre la rotation de la Terre au cours du temps et se synchroniser avec le SCF : $\{x'', y''\} \Rightarrow \{X, Y\}$.

$$R_Z(\Omega t) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\Omega t) & -\sin(\Omega t) & 0 \\ 0 & \sin(\Omega t) & \cos(\Omega t) & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Avec $\Omega t = \Omega_{\text{UTC}} t_{\text{CMS}} + \phi_{\text{Unix}} + \phi_{\text{longitude}}$

La matrice de rotation SCF→CMS

En résumé :

$$R(\lambda, \theta) = R_{y''}(\lambda) R_{x'}(-(\pi - \theta)) R_z\left(\frac{\pi}{2}\right) R_Z(\Omega t) \tag{2.35}$$

$$R(\lambda, \theta, t) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\cos(\Omega t)\mathrm{s}_\lambda \mathrm{c}_\theta + \sin(\Omega t)\mathrm{c}_\theta & -\cos(\Omega t)\mathrm{c}_\lambda & -\cos(\Omega t)\mathrm{s}_\lambda \mathrm{c}_\theta - \sin(\Omega t)\mathrm{s}_\theta \\ 0 & -\sin(\Omega t)\mathrm{s}_\lambda \mathrm{c}_\theta - \cos(\Omega t)\mathrm{c}_\theta & -\sin(\Omega t)\mathrm{c}_\lambda & -\sin(\Omega t)\mathrm{s}_\lambda \mathrm{c}_\theta + \cos(\Omega t)\mathrm{s}_\theta \\ 0 & -\mathrm{c}_\lambda \mathrm{s}_\theta & -\mathrm{s}_\lambda & -\mathrm{c}_\lambda \mathrm{c}_\theta \end{pmatrix} \tag{2.36}$$

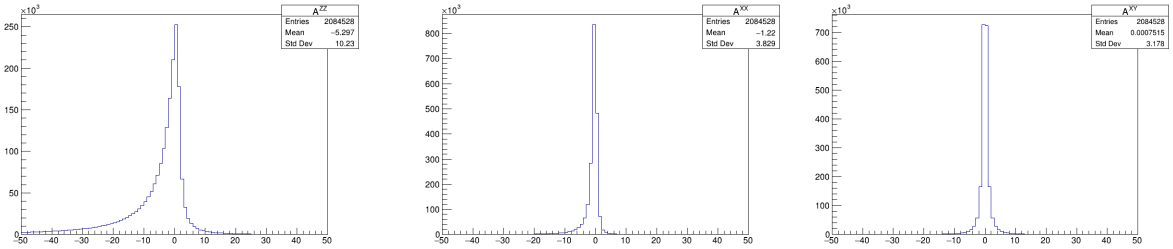
2.3.3 LES QUANTITÉS $A^{\mu\nu}$

Pour calculer les quantités $A^{\mu\nu}$ introduites dans (2.17), dans le référentiel de CMS, des simulations pour le processus $\mathrm{t\bar{t}} \to \mathrm{b}\ell^+\nu_\ell + \mathrm{\bar{b}}\ell^-\bar{\nu}_\ell$ ont été réalisées en générant des évènements au niveau partonique avec `MadGraph_aMC@NLO` [51] au premier ordre avec le PDF NNPDF2.3 LO [52] dans le Modèle Standard.

Énergie au centre de masse	Nombres d'évènements	Type de collisions
13 TeV	5×10^{-6}	p-p

Les moyennes $\langle A^{\mu\nu} \rangle$ sont obtenues par moyenne arithmétique des $A^{\mu\nu}$ de chaque évènement. La pertinence de ce choix est expliquée en annexe B.4.

Les $A^{\mu\nu}$ sont générées de manières différentes pour la production par annihilation quark/antiquark et pour la fusion de gluon [46]. Il est alors impératif de pondérer la valeur des $A^{\mu\nu}$ par leur ratio de production (noté ici Γ) simplement obtenu par le rapport du nombre d'évènements par mode de production sur le nombre d'évènements total. Ces ratios dépendent de l'énergie au centre de masse des réactions engendrant les productions. On peut voir dans la figure Fig.2.10 quelques exemples d'histogrammes de la valeur des différentes composantes d'un matrice $A^{\mu\nu}$ où pour chaque coefficient de Lorentz μ et ν on a la convention $0 \equiv$ T, $1 \equiv$ X, $2 \equiv$ Y et $3 \equiv$ Z. La totalité des histogrammes présentant les $\langle A^{\mu\nu} \rangle$ de chaque évènement peut être trouvée en annexe B.1.



(a) (b) (c)

Fig. 2.10: Histogramme de valeur des composantes de la matrice $A^{\mu\nu}_{\text{TOT}} = \frac{\Gamma_{q\bar{q}}}{2} A^{\mu\nu}_{q\bar{q}} + \frac{\Gamma_{\text{gg}}}{2} A^{\mu\nu}_{\text{gg}} + A^{\mu\nu}_{F}$ pour $\mu\nu = \text{ZZ}$ (a), XX (b) et XY (c).

Au LHC à 13 TeV :

$$\langle A^{\mu\nu}_{P_{q\bar{q}}} \rangle = \begin{pmatrix} 1.178 \pm 0.007 & 0.000 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 & 0.004 \pm 0.008 \\ 0.000 \pm 0.001 & 0.195 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 \\ 0.000 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 & 0.195 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 \\ 0.004 \pm 0.008 & 0.000 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 & 2.890 \pm 0.007 \end{pmatrix} \tag{2.37}$$

avec $\Gamma_{q\bar{q}} = 0.114$

$$\langle A^{\mu\nu}_{P_{\text{gg}}} \rangle = \begin{pmatrix} 13.55 \pm 0.02 & 0.000 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 & 0.00 \pm 0.02 \\ 0.000 \pm 0.001 & 0.144 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 \\ 0.000 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 & 0.143 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 \\ 0.00 \pm 0.02 & 0.000 \pm 0.001 & 0.000 \pm 0.001 & 9.42 \pm 0.02 \end{pmatrix} \tag{2.38}$$

avec $\Gamma_{\mathrm{gg}} = 0.886$

$$\langle A_F^{\mu\nu} \rangle = \begin{pmatrix} -31.2 \pm 0.3 & 0.04 \pm 0.05 & 0.00 \pm 0.05 & 0.00 \pm 0.3 \\ 0.04 \pm 0.05 & -1.798 \pm 0.02 & 0.00 \pm 0.02 & -0.01 \pm 0.04 \\ 0.00 \pm 0.05 & 0.00 \pm 0.02 & -1.81 \pm 0.02 & 0.05 \pm 0.04 \\ 0.00 \pm 0.3 & -0.01 \pm 0.04 & 0.05 \pm 0.04 & -20.4 \pm 0.2 \end{pmatrix} \tag{2.39}$$

Les incertitudes calculées sont purement statistiques et représentent l'incertitude sur la moyenne. Par exemple pour un terme $A_F^{\mu\nu}$ la déviation standard est donnée par :

$$\mathrm{sd}\,(A_F^{\mu\nu}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{\sum_{i=0}^{N} \frac{(A_F^{\mu\nu})_i^2 - \langle A_F^{\mu\nu} \rangle^2}{N^2}} \tag{2.40}$$

L'examen des valeurs prises par les matrices suggère les hypothèses de travail pour la suite :

$$\langle A^{\mathrm{XX}} \rangle \simeq \langle A^{\mathrm{YY}} \rangle \tag{2.41}$$

$$\langle A^{\alpha\beta} \rangle \simeq 0 \qquad \text{pour} \qquad \alpha \neq \beta \tag{2.42}$$

Ces hypothèses ont également été faites par l'expérience DØ au Tevatron [38].

2.3.3.1 La fonction de modulation

La modulation de la section efficace au cours du temps est la signature caractéristique de la violation de Lorentz, il est donc nécessaire de construire un objet mathématique qui puisse en rendre compte. Dans un référentiel autre que le SCF on aura :

$$w = 1 + f(t) \tag{2.43}$$

A l'aide des hypothèses présentées dans (2.41), de la matrice de rotation (2.36) ainsi que des équations (2.18), on construit en prenant $x_{\mu\nu}$ un coefficient de Wilson quelconque :

$$\begin{aligned} f(t) &= x_{\mu\nu} R_\alpha^\mu(t) R_\beta^\nu(t) \langle A^{\mu\nu} \rangle \\ &= x_{\mu\nu} \left(R_T^\mu(t) R_T^\nu(t) \langle A^{\mathrm{TT}} \rangle + 2 R_X^\mu(t) R_X^\nu(t) \langle A^{\mathrm{XX}} \rangle + R_Z^\mu(t) R_Z^\nu(t) \langle A^{\mathrm{ZZ}} \rangle \right) \\ &= x_{TT} \langle A^{\mathrm{TT}} \rangle + x_{ij} \left(2 R_X^i(t) R_X^j(t) \langle A^{\mathrm{XX}} \rangle + R_Z^i(t) R_Z^j(t) \langle A^{\mathrm{ZZ}} \rangle \right) \end{aligned} \tag{2.44}$$

avec $i, j = X, Y, Z$. On observe ainsi que la contribution temporelle n'est effective que dans le cas de l'absence d'oscillation, ce qui représente une observable difficile à mesurer. En effet, une simple mise à l'échelle constante de la section efficace de production $\mathrm{t\bar{t}}$ pourrait être interprétée comme une incertitude provenant de la QCD. Sont ainsi exclus de l'analyse tout poids ne générant pas d'oscillation.

Pour rappel, les formes des $A^{\mu\nu}$ dépendent du coefficient de Wilson qui leur est couplé. Un résumé de ces formes est donné dans la table Tab.2.6.

	Forme générale	$\langle A^{XX} \rangle$	$\langle A^{ZZ} \rangle$
$c_{L\mu\nu}$	$\frac{\Gamma_{q\bar{q}}}{2} A^{\mu\nu}_{q\bar{q}} + \frac{\Gamma_{gg}}{2} A^{\mu\nu}_{gg} + A^{\mu\nu}_{F}$	-1.723	-16.107
$c_{R\mu\nu}$	$\frac{\Gamma_{q\bar{q}}}{2} A^{\mu\nu}_{q\bar{q}} + \frac{\Gamma_{gg}}{2} A^{\mu\nu}_{gg}$	0.075	4.336
$c_{\mu\nu}$	$\Gamma_{q\bar{q}} A^{\mu\nu}_{q\bar{q}} + \Gamma_{gg} A^{\mu\nu}_{gg} + A^{\mu\nu}_{F}$	-1.648	-11.770
$d_{\mu\nu}$	$A^{\mu\nu}_{F}$	-1.798	-20.443

TAB. 2.6: Table de valeur des quantités $A^{\mu\nu}$ pour différents coefficients de Wilson

2.3.4 LES ÉQUATIONS

Le modèle standard ne provoquant aucune violation de symétrie de Lorentz se doit d'avoir une fonction de modulation $f(t)$ toujours nulle. Ainsi la fonction de modulation sera la signature d'une violation de Lorentz. On doit donc, pour l'analyse future, préparer les équations de $f(t)$.

Au vu de la forme de la fonction de modulation, seuls les coefficients porteurs d'indices spatiaux seront effectifs. A l'observation des propriétés (2.6) seules les combinaisons de coefficients suivantes seront testables :

- ▷ $c_{XX} = -c_{YY}$ (trace nulle)
- ▷ $c_{XY} = c_{YX}$ (symétrie de $c_{\mu\nu}$)
- ▷ $c_{XZ} = c_{ZX}$ (symétrie de $c_{\mu\nu}$)
- ▷ $c_{YZ} = c_{ZY}$ (symétrie de $c_{\mu\nu}$)

Ces hypothèses ont également été testées par l'expérience DØ au Tevatron [38].

2.3.4.1 *Établissement de l'équation de modulation pour $c_{XX} = -c_{YY}$*

En considérant que seuls $c_{XX} = -c_{YY}$ sont non-nuls. On a :

$$\begin{aligned}
\frac{f_{\text{SME}}^{(XX)}(t)}{c_{XX}} &= \left(\left(R_X^X R_X^X + R_Y^X R_Y^X\right)\langle A^{XX}\rangle + R_Z^X R_Z^X \langle A^{ZZ}\rangle\right) \\
&= \left((-c_t s_\lambda s_\theta + s_t c_\theta)^2 + (c_t c_\lambda)^2\right)\langle A^{XX}\rangle + (-c_t s_\lambda c_\theta - s_t s_\theta)^2 \langle A^{ZZ}\rangle \\
&= \underbrace{\left(\left(s_\lambda^2 s_\theta^2 + c_\lambda^2\right)\langle A^{XX}\rangle + s_\lambda^2 c_\theta^2 \langle A^{ZZ}\rangle\right)}_{a_1} c_t^2 + \underbrace{\left(c_\theta^2 \langle A^{XX}\rangle + s_\theta^2 \langle A^{ZZ}\rangle\right)}_{a_2} s_t^2 \\
&\quad + 2 s_t c_t \underbrace{s_\lambda c_\theta s_\theta \left(\langle A^{ZZ}\rangle - \langle A^{XX}\rangle\right)}_{a_3} \\
&= \frac{a_1}{2}\left(\cos(2\Omega t) + 1\right) + \frac{a_2}{2}\left(1 - \cos(2\Omega t)\right) + a_3 \sin(2\Omega t) \\
&= \left(\frac{a_1 + a_2}{2}\right) + \left(\frac{a_1 - a_2}{2}\right)\cos(2\Omega t) + a_3 \sin(2\Omega t)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\frac{f_{\text{SME}}^{(YY)}(t)}{c_{YY}} &= \left(\left(R_X^Y R_X^Y + R_Y^Y R_Y^Y\right)\langle A^{XX}\rangle + R_Z^Y R_Z^Y \langle A^{ZZ}\rangle\right) \\
&= \left((-s_t s_\lambda s_\theta - c_t c_\theta)^2 + (s_t c_\lambda)^2\right)\langle A^{XX}\rangle + (-s_t s_\lambda c_\theta + c_t s_\theta)^2 \langle A^{ZZ}\rangle \\
&= \underbrace{\left(\left(s_\lambda^2 s_\theta^2 + c_\lambda^2\right)\langle A^{XX}\rangle + s_\lambda^2 c_\theta^2 \langle A^{ZZ}\rangle\right)}_{a_1} s_t^2 + \underbrace{\left(c_\theta^2 \langle A^{XX}\rangle + s_\theta^2 \langle A^{ZZ}\rangle\right)}_{a_2} c_t^2 \\
&\quad - 2 s_t c_t \underbrace{s_\lambda c_\theta s_\theta \left(\langle A^{ZZ}\rangle - \langle A^{XX}\rangle\right)}_{a_3} \\
&= \frac{a_1}{2}\left(1 - \cos(2\Omega t)\right) + \frac{a_2}{2}\left(\cos(2\Omega t) + 1\right) + a_3 \sin(2\Omega t) \\
&= \left(\frac{a_1 + a_2}{2}\right) - \left(\frac{a_1 - a_2}{2}\right)\cos(2\Omega t) - a_3 \sin(2\Omega t)
\end{aligned}$$

$$f_{\text{SME}}^{(XX,YY)}(t) = c_{XX}\frac{f_{\text{SME}}^{(XX)}(t)}{c_{XX}} - c_{XX}\frac{f_{\text{SME}}^{(YY)}(t)}{c_{YY}}$$

$$\boxed{f_{\text{SME}}^{(XX,YY)}(t) = 2c_{XX}\left(\left(\frac{a_1 - a_2}{2}\right)\cos(2\Omega t) + a_3 \sin(2\Omega t)\right)} \tag{2.45}$$

Les démonstrations des autres fonctions de modulation sont disponibles en annexe B.2.

2.3.4.2 *Résumé des équations de modulation*

On a finalement :

$$\begin{cases} f_{\text{SME}}^{(\text{XX})}(t) = 2c_{\text{XX}}\left(\left(\frac{a_1-a_2}{2}\right)\cos(2\Omega t) + a_3\sin(2\Omega t)\right) \\ f_{\text{SME}}^{(\text{XY})}(t) = 2c_{\text{XY}}\left(\left(\frac{a_1-a_2}{2}\right)\sin(2\Omega t) - a_3\cos(2\Omega t)\right) \\ f_{\text{SME}}^{(\text{ZX})}(t) = 2c_{\text{XZ}}\left(a_4\cos(\Omega t) + a_5\sin(\Omega t)\right) \\ f_{\text{SME}}^{(\text{YZ})}(t) = 2c_{\text{YZ}}\left(a_4\sin(\Omega t) - a_5\cos(\Omega t)\right) \end{cases} \tag{2.46}$$

avec

$$\begin{cases} a_1 = \left(s_\lambda^2 s_\theta^2 + c_\lambda^2\right)\langle A^{\text{XX}}\rangle + s_\lambda^2 c_\theta^2 \langle A^{\text{ZZ}}\rangle \\ a_2 = \left(c_\theta^2\langle A^{\text{XX}}\rangle + s_\theta^2\langle A^{\text{ZZ}}\rangle\right) \\ a_3 = s_\lambda c_\theta s_\theta\left(\langle A^{\text{ZZ}}\rangle - \langle A^{\text{XX}}\rangle\right) \\ a_4 = c_\lambda s_\lambda c_\theta^2\left(\langle A^{\text{ZZ}}\rangle - \langle A^{\text{XX}}\rangle\right) \\ a_5 = s_\theta c_\lambda c_\theta\left(\langle A^{\text{ZZ}}\rangle - \langle A^{\text{XX}}\rangle\right) \end{cases} \tag{2.47}$$

2.3.5 REPRÉSENTATION GRAPHIQUE

Rappelant que les formes de $\langle A_{\mu\nu}\rangle$ sont dépendantes du coefficient de Wilson avec lequel elles sont contractées, on aura quatre fonctions $f(t)$ d'oscillation, une pour chaque coefficient de Wilson. Ici, ne sont présentées que les modulations pour les couples non-nuls de coefficient de Wilson de la matrice $c_{L\mu\nu}$. Les autres sont disponibles en annexe B.3.

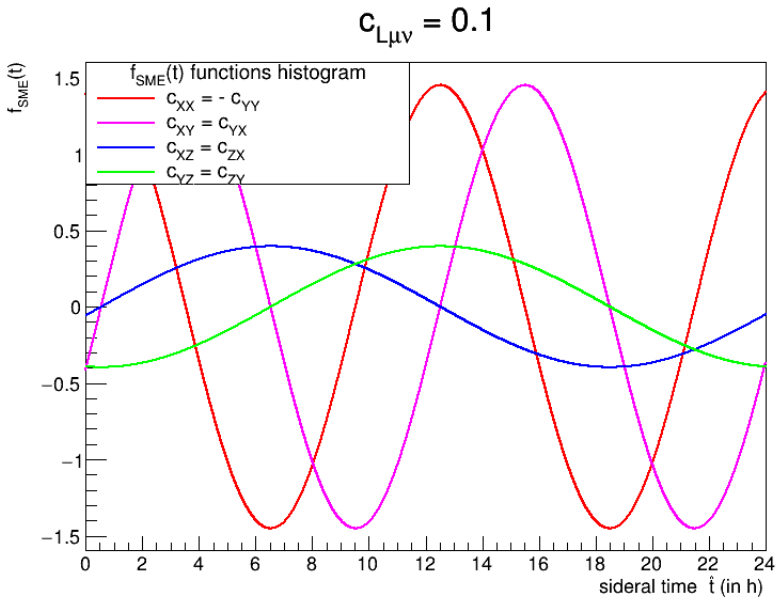


FIG. 2.11: Tracé des fonction $f(t)$ pour les différents couples de coefficient gauche non-nuls dans le scenario LHC 13 TeV.

Forme générale	$\sqrt{s}$	$\mathcal{L}$	Type de collision
Tevatron	1.96 TeV	5.3 fb^{-1}	p-$\overline{\text{p}}$
LHC Run II	13 TeV	150 fb^{-1}	p-p
HL-LHC	14 TeV	3 ab^{-1}	p-p
HE-LHC	27 TeV	15 ab^{-1}	p-p
FCC-hh	100 TeV	15 ab^{-1}	p-p

Tab. 2.7: Caractéristiques des différents scenarii.

2.4 SENSIBILITÉ AUX COLLISIONNEURS

Dans cette section est présentée une étude de la précision attendue sur les coefficients de Wilson $c_{\mu\nu}$ dans différents scenarii de collisionneurs. Pour ce faire, les estimations seront faites en premier lieu pour le LHC Run II, puis elles seront extrapolées pour les autres scenarii. Les différences fondamentales entre les divers scenarii sont l'énergie au centre de masse $\sqrt{s}$ de l'accélérateur de particules et la luminosité $\mathcal{L}$. Seront analysés le HL-LHC (High Luminosity LHC) et les hypothétiques HE-LHC (High Energy LHC) et FCC-hh (Futur Circular Collider hadron-hadron) dont les caractéristiques sont résumées dans la table Tab.2.7. Les résultats du Tevatron seront également indiqués à titre de comparaison.

2.4.1 PRECISION ATTENDUE AU LHC RUN II

Cette section a pour but d'établir la sensibilité attendue de l'expérience CMS sur les coefficients de Wilson $c_{\mu\nu}$ pour le Run II du LHC. Dans le contexte du Modèle Standard, la distribution du nombre d'évènements est constante au cours du temps. Ceci pour les évènements $t\bar{t}$ mais également pour les évènements de bruit de fond qui sont considérés comme étant majoritairement de type top solitaire (présenté précédemment à 2.1.1.2). En répartissant les évènements $t\bar{t}$ avec un bin pour une heure de temps sidéral, du fait de l'oscillation, il est possible d'évaluer la différence entre le modèle standard et la prédiction du SME comme vu dans la figure Fig.2.12.

2.4.1.1 Le nombre d'événements attendu à CMS

Pour évaluer le nombre d'événements de signal et de bruit de fond, nous utilisons les valeurs publiées par la collaboration CMS et présentes dans [54]. Cet article présente cependant des nombres d'évènements observés pour une luminosité $\mathcal{L} = 2.2\,\text{fb}^{-1}$ à $\sqrt{s} = 8\,\text{TeV}$. Une projection pour atteindre la luminosité du Run II ($\mathcal{L} = 150\,\text{fb}^{-1}$ à $\sqrt{s} = 13\,\text{TeV}$) est nécessaire. Les valeurs après correction sont présentées dans la table Tab.2.8.

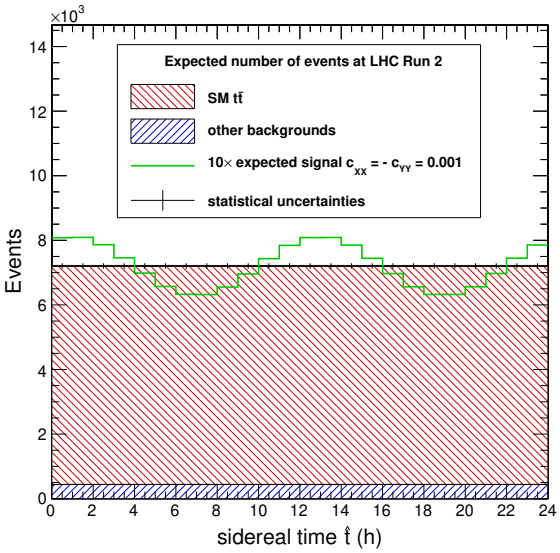


Fig. 2.12: Distribution du nombre d'évènements $\mathrm{t\bar{t}}$ avec 1 bin pour 1 heure sidérale [53].

Source	Nombre d'événements $\mathrm{e}^{\pm}\,\mu^{\mp}$ ($150\,\mathrm{fb}^{-1}$)
Bruit de fond total	$44405 \pm 750(\mathrm{stat}) \pm 13322(\mathrm{syst})$
Signal $\mathrm{t\bar{t}}$	$676431 \pm 955(\mathrm{stat}) \pm 408(\mathrm{syst})$

Tab. 2.8: Nombres d'évènements $\mathrm{t\bar{t}} \to \mathrm{b}\ell^{+}\nu_{\ell} + \bar{\mathrm{b}}\ell^{-}\bar{\nu}_{\ell}$ observés à CMS après projection pour le Run II du LHC ($\mathcal{L} = 150\,\mathrm{fb}^{-1}$).

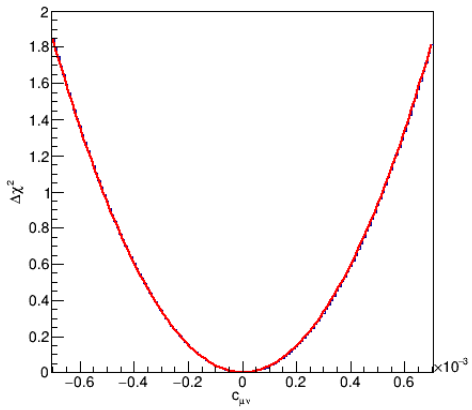


FIG. 2.13: Méthode χ^2 pour l'évaluation du coefficient $c_{\mathrm{LXX}} = -c_{\mathrm{LYY}}$.

2.4.1.2 *La précision par test χ^2*

Avec 2 % d'incertitude attribuée à la luminosité, 4 % au processus Modèle Standard $t\bar{t}$ et 30 % au bruit de fond, le calcul de la précision est effectué par une méthode de χ^2:

$$\chi^2 = \frac{1}{N_{\mathrm{bin}}} \sum_{i=1}^{N_{\mathrm{bin}}} \frac{\left(N_{i,\mathrm{tot}} - (cf(t_i)+1)N_{i,\mathrm{signal}} - N_{i,\mathrm{background}}\right)^2}{\sigma_i^2} \tag{2.48}$$

Avec N_{bin} le nombre de bins dans l'histogramme, $N_{\mathrm{i,tot}}$ le nombre total d'événements au i-ième bin, $N_{\mathrm{i,signal}}$ le nombre d'évènements du signal, $N_{\mathrm{i,background}}$ le nombre d'évènements de bruits de fonds. La fonction $f(t_i)$ représente la fonction de modulation en un bin de temps donné. c représente, ici, le paramètre du test χ^2, également le coefficient de Wilson à tester.

De plus, le test χ^2 est dit Asimov, c'est-à-dire que l'on fait l'hypothèse que les fausses données ne contiennent que le Modèle Standard et on cherche la précision sur $c_{\mu\nu}$. Avec comme exemple le couple de coefficients $c_{\mathrm{LXX}} = -c_{\mathrm{LYY}}$, l'application de (2.48) permet de conclure que $c_{\mathrm{LXX}} = 0 \pm 5.98 \times 10^{-4}$ (stat), voir la figure FIG.2.13.

L'incertitude systématique est estimée avec une seconde méthode. Celle-ci consiste à directement intégrer notre incertitude systématique dans les histogrammes de signal et de bruits de fonds en faisant varier les fonds et la luminosité indépendamment. L'incertitude systématique est isolée par soustraction en quadrature (2.49).

$$\Delta c_{\mathrm{syst}} = \sqrt{\left|\Delta c^2_{(\mathrm{stat+syst})} - \Delta c^2_{(\mathrm{stat})}\right|} \tag{2.49}$$

Finalement en prenant l'incertitude systématique, on a :

$$\Delta c_{\mathrm{LXX}} = 0 \pm 5.98 \times 10^{-4}\,(\mathrm{stat}) \pm 4.06 \times 10^{-4}\,(\mathrm{syst}) < 7 \times 10^{-4}\,(\mathrm{stat+syst}) \tag{2.50}$$

L'incertitude totale est prise majorée. L'ensemble des précisions attendues, dans le cadre du scenario de CMS au LHC Run II, pour les coefficient de Wilson $c_{\mathrm{LXX}} = -c_{\mathrm{LYY}}$ est résumé dans la table TAB.2.9.

	Incertitudes Statistiques	Incertitudes Systématiques	Incertitudes Totales
$\Delta c_{LXX}, \Delta c_{LXY}$	5.98×10^{-4}	4.06×10^{-4}	7×10^{-4}
$\Delta c_{LXZ}, \Delta c_{LYZ}$	2.20×10^{-3}	1.53×10^{-3}	3×10^{-3}
$\Delta c_{RXX}, \Delta c_{RXY}$	2.08×10^{-3}	1.41×10^{-3}	3×10^{-3}
$\Delta c_{RXZ}, \Delta c_{RYZ}$	7.63×10^{-3}	5.39×10^{-3}	1×10^{-2}
$\Delta c_{XX}, \Delta c_{XY}$	8.40×10^{-4}	5.71×10^{-4}	1×10^{-3}
$\Delta c_{XZ}, \Delta c_{YZ}$	3.09×10^{-3}	2.41×10^{-3}	4×10^{-3}
$\Delta d_{XX}, \Delta d_{XY}$	4.66×10^{-4}	3.12×10^{-4}	6×10^{-4}
$\Delta d_{XZ}, \Delta d_{YZ}$	1.71×10^{-3}	1.21×10^{-3}	2×10^{-3}

Tab. 2.9: Résumé de l'ensemble des incertitudes estimées pour chaque coefficient à CMS dans le scénario du Run II du LHC.

2.4.2 PROJECTION POUR LES COLLISIONNEURS FUTURS

2.4.2.1 L'influence de l'énergie au centre de masse

Une première étude à mener est l'influence de $\sqrt{s}$ sur les valeurs $\langle A_{\mu\nu} \rangle$ donc sur l'amplitude de modulation $||f(t)||$. Un nouvel ensemble de simulations `MadGraph_aMC@NLO` [51] est utilisé dont les caractéristiques sont résumées dans la table Tab.2.10.

Le résultat montre une évolution de l'amplitude de modulation avec l'énergie au centre-de-masse. Cette évolution est visible sur la figure Fig.2.14.

Cette fonction de $\sqrt{s}$ montre une forme en racine carrée. Une telle tendance n'étant pas explicitement présente dans les équations des éléments de matrice du SME, une

Scenario simulé	Énergie au centre de masse	Nombre d'évènements	Type de collisions
Tevatron	1.96 TeV	1×10^6	p-$\overline{\text{p}}$
LHC RunII	13 TeV	5×10^6	p-p
HL-LHC	14 TeV	1×10^6	p-p
HE-LHC	27 TeV	1×10^6	p-p
FCC	100 TeV	1×10^6	p-p

Tab. 2.10: Caractéristiques des simulations $\mathrm{t\bar{t}} \to \mathrm{b}\ell^+\nu_\ell + \mathrm{\bar{b}}\ell^-\bar{\nu}_\ell$ avec `MadGraph5`

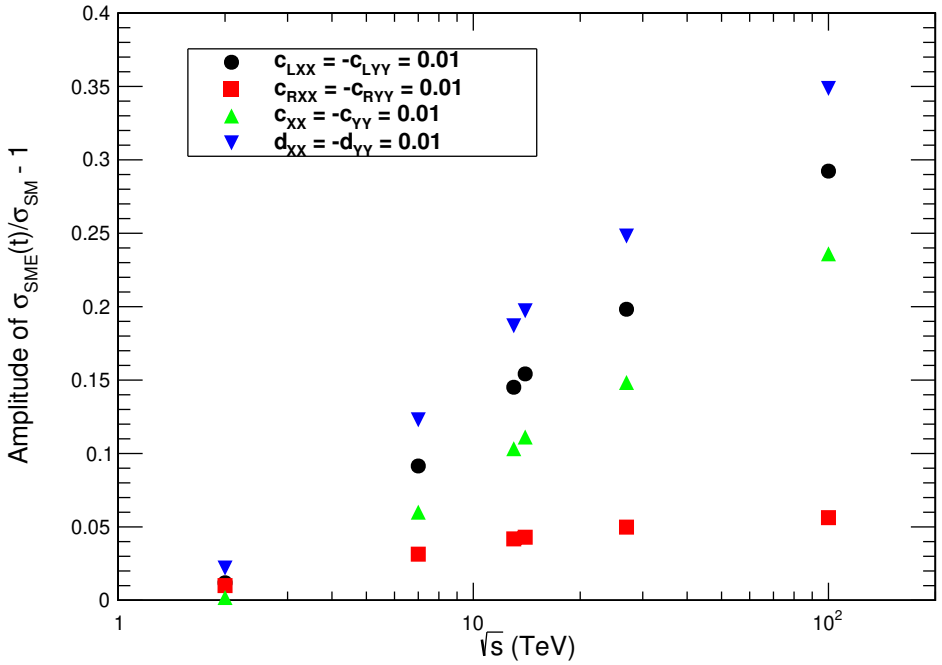


FIG. 2.14: Amplitude de $f(t)$ pour le Tevatron, LHC, HL-LHC, HE-LHC et FCC, pour $c_{XX} = -c_{YY} = 0.01$ [53].

étude plus approfondie a été entreprise. En effet, en reprenant les équations complètes des éléments de matrice présentes dans [46], on peut voir une tendance parabolique de ces quantités en fonction de l'énergie au centre-de-masse. Avec une nouvelle génération de simulation avec les caractéristiques de la table TAB.2.10 mais avec l'absence de PDF, nous avons pu découvrir une tendance parabolique comme présentée dans la figure FIG.2.15. Ainsi, nous avons conclu que c'est l'effet des PDF qui donne à l'évolution de l'amplitude d'oscillation en fonction de $\sqrt{s}$ cette tendance en racine carrée.

2.4.2.2 *L'influence de l'orientation du détecteur*

Un paramètre intéressant dans la valeur de l'amplitude de modulation est l'orientation du détecteur. En effet, en reprenant les variables de latitude λ et d'azimut θ, nous pouvons observer des zones de différences d'amplitude. Pour établir l'équation du maximum d'amplitude fonction de λ et θ, on doit commencer par trouver le temps d'amplitude maximale t_{max} puis le réintroduire dans la fonction f. Une démonstration approfondie se trouve en appendice B.5.

$$f'(t_{\text{max}}) = 0 \tag{2.51}$$

Pour le cas $c_{XX} = -c_{YY}$:

$$t_{\text{max}} = \frac{1}{2\Omega} \cot^{-1}\left(\frac{a_1 - a_2}{2a_3}\right) \tag{2.52}$$

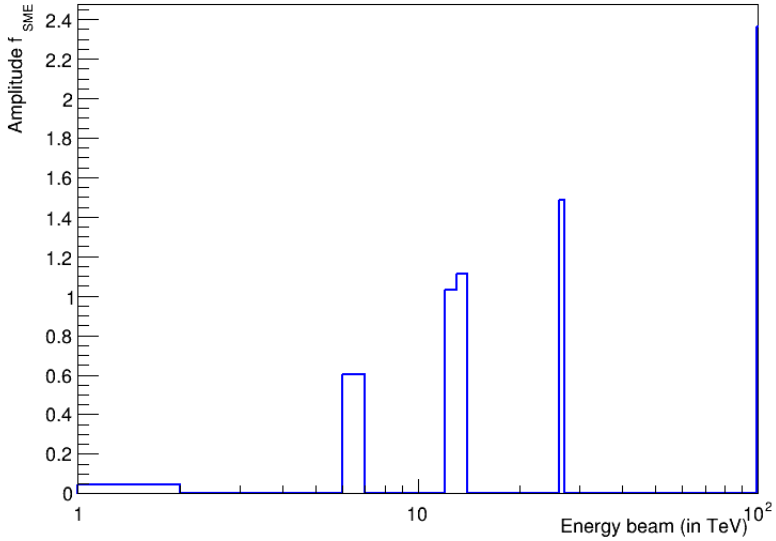


Fig. 2.15: Amplitude de $f(t)$ pour le Tevatron, LHC, HL-LHC, HE-LHC et FCC, pour $c_{\mathrm{LXX}} = -c_{\mathrm{LYY}} = 0.01$, pour des évènements générés sans PDF.

On obtient ainsi :

$$f(\lambda,\theta) = 2c_{\mathrm{XX}}\left(\left(\frac{a_1-a_2}{2}\right)\cos\left(\cot^{-1}\left(\frac{a_1-a_2}{2a_3}\right)\right) + a_3\sin\left(\cot^{-1}\left(\frac{a_1-a_2}{2a_3}\right)\right)\right) \tag{2.53}$$

En faisant un tracé 2D de la fonction (2.53), on obtient la figure Fig.2.16.

Ce résultat montre la dépendance de l'orientation du détecteur de l'amplitude d'oscillation. Dans la figure Fig.2.16 on observe que l'orientation du détecteur CMS, comme celle d'ATLAS offre un plus grand maximum d'oscillation que DØ. De plus on remarque que CMS et ATLAS ont tout deux la même amplitude, ceci s'explique du fait que les deux détecteurs ont une position opposée sur l'anneau du LHC. Cette tendance est dépendante de la fonction de modulation étudiée (voir l'annexe B.16).

2.4.2.3 L'influence de la luminosité

Finalement la dernière influence majeure pour l'estimation des limites sera la luminosité, autrement dit le nombre d'évènements mesurés. Elle augmentera la précision d'un facteur $1/\sqrt{N}$.

La dernière étape consiste à extrapoler linéairement les valeurs du nombre d'événements pour les futurs collisionneurs. En utilisant la même méthode de χ^2 présentée en (2.48), une table des précisions attendues sur les coefficients de Wilson de la partie cinétique du SME dans le secteur du quark top a été dressée dans le tableau Tab.2.11.

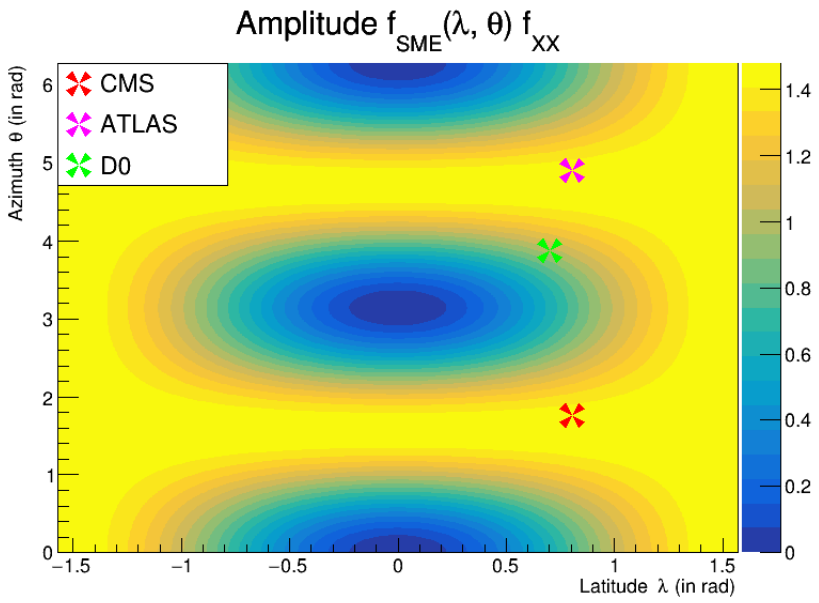


Fig. 2.16: Amplitude de $f(\lambda, \theta)$ en fonction de la latitude et de l'azimut pour $c_{XX} = -c_{YY}$ dans un scénario à 13 TeV avec les orientations de détecteurs CMS, ATLAS et DØ [55].

	DØ	LHC (Run II)	HL-LHC	HE-LHC	FCC
$\Delta c_{LXX}, \Delta c_{LXY}$	1×10^{-1}	7×10^{-4}	2×10^{-4}	2×10^{-5}	5×10^{-6}
$\Delta c_{LXZ}, \Delta c_{LYZ}$	8×10^{-2}	3×10^{-3}	5×10^{-4}	8×10^{-5}	2×10^{-5}
$\Delta c_{RXX}, \Delta c_{RXY}$	9×10^{-2}	3×10^{-3}	5×10^{-4}	8×10^{-5}	5×10^{-5}
$\Delta c_{RXZ}, \Delta c_{RYZ}$	7×10^{-2}	1×10^{-2}	2×10^{-3}	4×10^{-4}	8×10^{-5}
$\Delta c_{XX}, \Delta c_{XY}$	7×10^{-1}	1×10^{-3}	2×10^{-4}	3×10^{-5}	9×10^{-6}
$\Delta c_{XZ}, \Delta c_{YZ}$	6×10^{-1}	4×10^{-3}	7×10^{-4}	1×10^{-4}	3×10^{-5}
$\Delta d_{XX}, \Delta d_{XY}$	1×10^{-1}	6×10^{-4}	1×10^{-4}	2×10^{-5}	8×10^{-6}
$\Delta d_{XZ}, \Delta d_{YZ}$	7×10^{-2}	2×10^{-3}	4×10^{-4}	8×10^{-5}	2×10^{-5}

Tab. 2.11: Précisions attendues sur les coefficients de Wilson de la partie cinétique du SME dans le secteur du quark top pour différents scenarii de collisionneurs.

Il est à noter que par rapport à l'expérience DØ du Tevatron une augmentation majeure de la précision est attendue, de l'ordre de 10^2 à 10^3 pour le RunII du LHC. Un gain de précision de l'ordre de 10^5 à 10^6 pour le scénario du FCC-hh est également prévu. Cette étude de faisabilité nous encourage à procéder à cette analyse dans les données de CMS au Run II.

Un résumé de ces résultats est disponible dans la publication de « The European Physical Journal C» : **Prospects for Lorentz invariance violation searches with top pair production at the LHC and future hadron colliders.**[53]

2.5 CONCLUSION

Finalement, nous avons vu que le secteur du quark top possède dans le cadre du SME des propriétés qui rendent riches les exploitations phénoménologiques. Du fait de l'utilisation du SCF comme référentiel privilégié, une étude sur le changement de référentiel a été nécessaire. Premièrement une compréhension des différentes définitions de temps a dû être clarifiée. Deuxièmement la rotation qui nous sert de matrice de passage entre le SCF et CMS a due être construite. Grâce à la rotation de la Terre par rapport au SCF, on a pu dégager un signal caractéristique d'une modulation au cours du temps. Nous avons, ensuite, pu montrer que la modulation voyait son amplitude dépendre de l'énergie au centre-de-masse de la collision et de l'orientation du détecteur. Ainsi, nous avons pu faire une estimation des précisions attendues pour l'observation de la section efficace dans divers scenarii de collisionneurs. Cette précision toujours croissante avec les nouvelles générations de collisionneur est allée jusqu'à améliorer d'un facteur 10^5 à 10^6 la mesure expérimentale de l'expérience DØ au Tevatron.

3 LE DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

3.1 Large Hadron Collider 68
3.1.1 Accélération de protons 68
3.1.2 Les expériences 69
3.1.3 Luminosité 70
3.1.4 Empilement 71
3.2 L'expérience CMS (*Compact Muon Solenoid*) 72
3.2.1 Système de coordonnées 73
3.2.2 Aimant solénoïdal 74
3.2.3 Le trajectographe : pixels et pistes de silicium 75
3.2.4 Calorimètre électromagnétique 77
3.2.5 Calorimètre hadronique 80
3.2.6 Chambres à muons 81
3.2.7 Système de déclenchement 83
3.3 Mesure de la luminosité 84

La particule élémentaire la plus massive du Modèle Standard est le quark top, avec une masse d'environ 173 GeV. Inexistant à l'état stable dans la nature, il est nécessaire de le produire pour l'étudier. Pour cela, il faut être en mesure de générer des particules beaucoup plus énergétiques. La stratégie consiste à utiliser des accélérateurs qui permettent de collisionner des particules à grande énergie et ainsi de produire de nouvelles particules issues de la collision.

On distingue deux grandes classes d'accélérateurs de particules :

LES ACCÉLÉRATEURS CIRCULAIRES Dans ces dispositifs les particules sont accélérées le long d'un anneau. En permettant de nombreuses rotations, les particules peuvent atteindre de très hautes énergies. Cependant, lors d'une rotation, les particules chargées sont soumises à l'effet synchrotron. Il s'agit d'un rayonnement dont la valeur est inversement proportionnelle à rm^4 avec r le rayon de courbure et m la masse de la particule accélérée. Autrement dit, plus le rayon de courbure et la masse sont élevés, moins le rayonnement synchrotron amputera de l'énergie aux particules à collisionner. Cela implique l'utilisation de particules lourdes comme des protons si l'on souhaite minimiser les pertes d'énergie. Les protons n'étant pas élémentaires, leurs structure interne va générer lors d'une collision plusieurs phénomènes parasites impactant la précision des mesures.

LES ACCÉLÉRATEURS LINÉAIRES Comme leur nom l'indique, ils accélèrent les particules en ligne droite. Due à la trajectoire finie des particules accélérées, l'énergie à la collision est limitée. Cependant, l'absence de rayonnement synchrotron permet d'utiliser des particules élémentaires de basse masse. En utilisant des particules comme l'électron, on assure des signatures extrêmement claires dans le détecteur, ce qui permet d'effectuer des mesures de précision.

Le LHC (*Large Hadron Collider*) [56] est un collisionneur circulaire p-p. Il est donc un excellent dispositif pour pouvoir étudier des phénomènes physiques en relation avec le quark top. Plusieurs détecteurs lui sont associés. Cette thèse utilise les données mesurées au LHC par le détecteur CMS *Compact Muon Solenoid* [47]. Ce chapitre a pour but de présenter en détails l'accélérateur ainsi que le détecteur.

3.1 LARGE HADRON COLLIDER

Le grand collisionneur de hadrons est le plus puissant accélérateur de particules du monde avec 27 km de circonférence. Il est le successeur du LEP (*Large Electron Positron collider*) et il se situe dans le même tunnel à plus de 100 m sous terre. Géographiquement, le LHC est situé à la frontière Franco-Suisse au CERN.

Composé de deux anneaux, le LHC permet d'accélérer des protons à des énergies de 6.5 TeV pour le Run II et 6.8 TeV pour le Run-III, grâce à 16 cavités radio-fréquence. La trajectoire circulaire des paquets de protons est maintenue par les 9 593 électroaimants supraconducteurs (dont 1 232 aimants dipolaires). Ils sont refroidis à une température de 1.8 K grâce à de l'hélium superfluide et génèrent ainsi un champ magnétique nominal de 8.33 T.

3.1.1 ACCÉLÉRATION DE PROTONS

Les protons sont graduellement accélérés avant d'être injectés dans le LHC. Les différentes zones et dispositifs de la chaîne d'accélération du CERN sont illustrés dans la figure Fig.3.1. Pour une collision p-p, la chaîne est la suivante :

LE DUOPLASMATRON PROTON-ION SOURCE Les protons sont obtenus par ionisation de dihydrogène pur, directement issu d'une bouteille. Ils sont ensuite ionisés sous forme de plasma, séparés des électrons et enfin paquetés.

LE LINAC 2 (1978) Arrivés dans le *Linac 2*, les protons sont accélérés jusqu'à 50 MeV (31.4 % de c).

LE *PROTON SYNCHROTON BOOSTER* (PSB – 1972) L'accélérateur circulaire PSB donne aux protons une énergie de 1.4 GeV (91.6 % de c).

LE *PROTON SYNCHROTON* (PS – 1959) Dans cet accélérateur, les protons atteignent une énergie de 25 GeV (99.93 % de c).

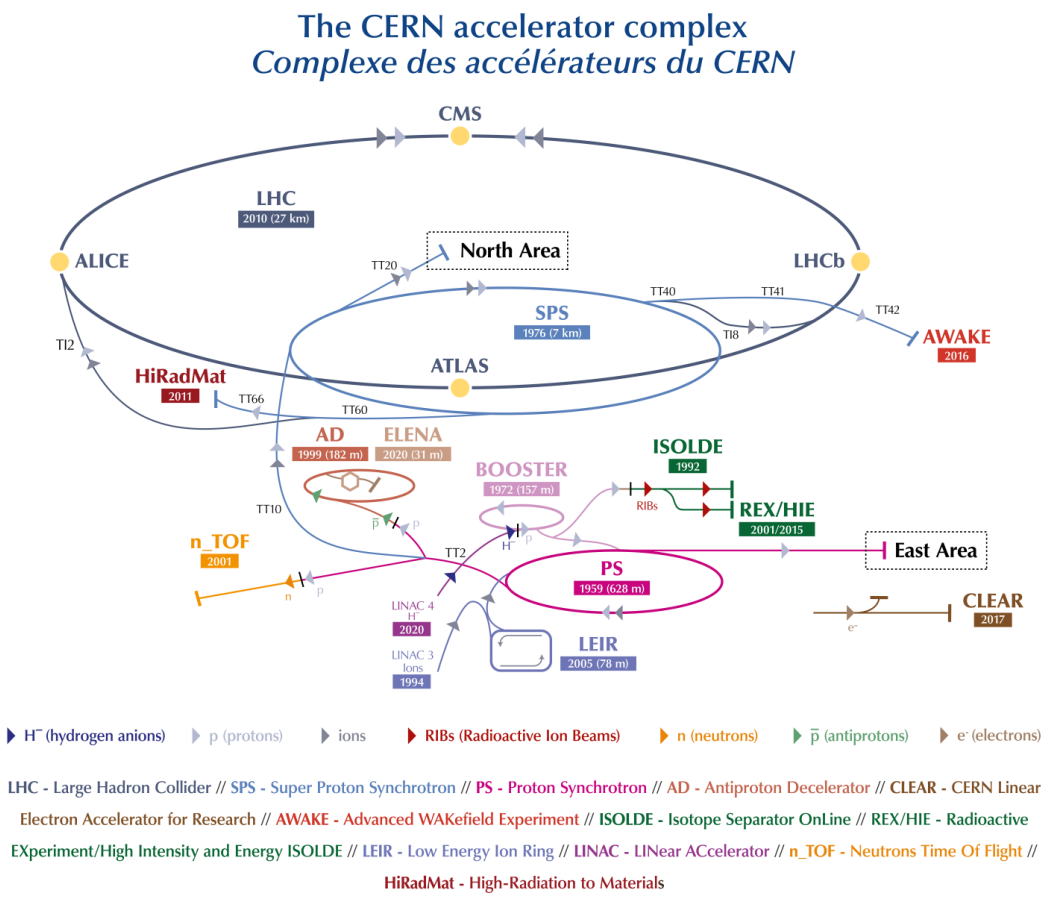


Fig. 3.1: Le complexe d'accélérateurs du CERN.

LE *SUPER PROTON SYNCHROTON* (SPS – 1976) Finalement, le faisceau subit une dernière étape d'accélération dans le SPS, atteignant 450 GeV (99.9998 % de c). Les paquets de protons sont ensuite injectés dans le LHC. Ils seront accélérés pour atteindre l'énergie nominale de 6.5 TeV(99.999 999 0 % de c) par faisceau pour le Run-II.

3.1.2 LES EXPÉRIENCES

Le LHC étant un collisionneur circulaire, il est possible de faire se croiser les faisceaux de protons à plusieurs endroits. Plusieurs dispositifs expérimentaux sont installés, aux points de croisements. Le LHC est divisé en huit sections (ou points) et compte quatre croisements avec quatre expériences majeures : ALICE [57], ATLAS [58], CMS [59] et LHCb [60].

A LARGE ION COLLIDER EXPERIMENT (ALICE) Au point 2, cette expérience est principalement dédiée à l'étude du déconfinement de la matière nucléaire, le plasma

de quarks et gluons. Les données qu'elle utilise sont celles issues des collisions d'ions lourds (Pb-Pb ou p-Pb), mais les collisions p-p sont aussi utilisées afin de calibrer le détecteur.

A TOROIDAL LHC APPARATUS (ATLAS) / COMPACT MUON SOLENOID (CMS) Respectivement aux points 1 et 5, ce sont les deux expériences généralistes du LHC. En effet, le programme de physique de ATLAS et CMS est très vaste, et couvre la recherche du boson de Higgs et de nouvelle physique, les mesures de précisions du Modèle Standard, ainsi que la recherche de candidats matière noire. Souvent mises en concurrence, ces expériences sont pourtant complémentaires. Ainsi, on a pu voir le 4 juillet 2012 ces deux expériences annoncer conjointement la découverte d'une particule compatible avec le boson de Higgs [6, 7], chacune confirmant ainsi les résultats de l'autre.

LARGE HADRON COLLIDER BEAUTY (LHCB) Au point 8, c'est la dernière expérience majeure du LHC, principalement dédiée aux mesures de précision du Modèle Standard ainsi qu'à l'étude de la violation de la symétrie CP, grâce à l'étude poussée du quark b. La collaboration LHCb a d'ailleurs annoncé récemment avoir observé pour la première fois la violation de symétrie CP dans le système B_s [61], telle que prévue par le Modèle Standard. Cette récente découverte permet de contraindre encore plus fortement certains modèles de nouvelle physique.

Il existe 3 autres expériences au LHC, installées à proximité des points de croisement des faisceaux : LHCf [62], MoEDAL [63] et TOTEM [64].

LARGE HADRON COLLIDER FORWARD (LHCF) Situé à environ 140 m de part et d'autre d'ATLAS, ce détecteur étudie les particules créées à très petits angles, principalement afin de simuler la production de rayons cosmiques de très haute intensité en laboratoire.

MONOPOLE AND EXOTICS DETECTOR AT THE LHC (MOEDAL) Située juste en aval de LHCb, MOeDAL traque les monopôles magnétiques, grâce à un détecteur spécialement conçu pour ce rôle.

TOTAL ELASTIC AND DIFFRACTIVE CROSS SECTION MEASUREMENT (TOTEM) Destinée à mesurer la section efficace élastique des collisions p-p, cette expérience, située dans la même caverne que CMS, étudie les particules créées à très petits angles. Elle peut également faire des mesures précises de la luminosité du LHC.

3.1.3 LUMINOSITÉ

La luminosité instantanée est une variable clé dans un accélérateur de particules. Exprimée en unités $\mathrm{cm}^{-2}\,\mathrm{s}^{-1}$ (ou plus régulièrement $\mathrm{Hz}\,\mu\mathrm{b}^{-1}$), elle représente le taux de collisions au point d'interaction. Elle est exprimée au LHC en fonction de diverses

variables caractéristiques telles que la forme des paquets de protons, leur énergie,... etc.

La luminosité instantanée est la luminosité évaluée pendant une période infinitésimale donnée. Elle vaut :

$$\mathcal{L}_{\text{inst}} = \frac{\gamma f n_p N_P^2}{4\pi\epsilon_n\beta^*} = \frac{f n_p N_P^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \tag{3.1}$$

où γ est le boost de Lorentz, f est la fréquence de rotation des paquets, n_p est le nombre de paquets de protons circulant dans le LHC, N_p est le nombre de protons par paquet, ϵ_n est l'émittance transversale (mesure du parallélisme du faisceau). Pour favoriser les collisions, les deux faisceaux sont resserrés à l'approche du point de collision. β^* mesure la distance entre le point d'interaction et le point où le faisceau double de largeur. Les $\sigma_{x,y}$ sont les tailles transversales du faisceau au point d'interaction. Les valeurs des différents paramètres du faisceau sont indiquées dans le tableau Tab.3.1 pour divers scenarii.

Caractéristiques	LHC Run II
Énergie par proton (TeV)	6.5
$\mathcal{L}$ (fb^{-1})	163.5 (Fig.3.2a)
f (Hz)	11 246
Intervalle entre croisements de paquet (ns)	25
Nombre de paquets	2808
Protons par paquet (10^{11})	1.2
β^* (m)	0.55

Tab. 3.1: Les différents paramètres du faisceau p-p du LHC [65].

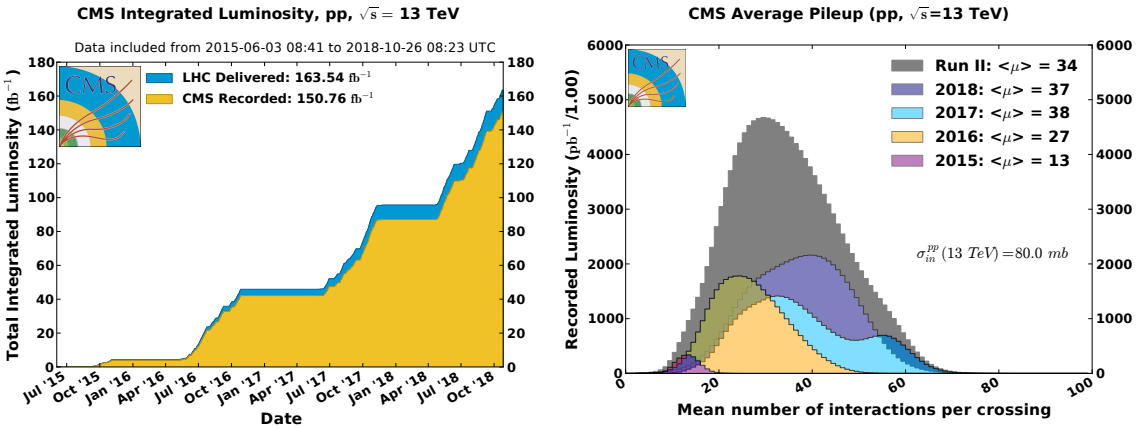
A partir de la luminosité instantanée, on peut déduire le nombre d'évènements observés N, d'un processus étudié i, par l'équation :

$$N_i = \int \mathcal{L}_{\text{inst}}\sigma_i dt \tag{3.2}$$

avec σ_i la section efficace du processus i.

3.1.4 EMPILEMENT

Les protons se déplaçant par paquets, plusieurs interactions p-p peuvent se produire lors d'un même croisement de faisceaux. La collision principale, centre d'intérêt des analyses, est nommée « évènement dur». Les autres collisions (élastiques ou



(a) (b)

Fig. 3.2: (a) Luminosité intégrée collectée par l'expérience CMS au cours du Run II du LHC. (b) Nombre moyen d'interactions par croisement de faisceaux observées pendant la prise de données de différentes années du Run II.

inélastiques) parasitent l'événement dur. Cet effet est communément appelé empilement (*pile-up* (PU) en anglais). Pour le Run-II, le nombre moyen d'interactions par croisement $\langle\mu\rangle$ est d'environ 34.

EMPILEMENT SYNCHRONE Il est produit en même temps que l'évènement dur. A chaque collision correspond un vertex, qui est le lieu de rencontre de deux protons. Le vertex principal (dur) est celui pour lequel la somme quadratique des impulsions transverses (p_T) des particules chargées reconstruites dans le détecteur est la plus grande. Les autres sont considérés comme vertex d'empilement. Les particules provenant de vertex d'empilement laissent dans le détecteur des bruits parasites.

EMPILEMENT ASYNCHRONE Il est principalement causé par le temps de réponse des détecteurs. Cet empilement est dû au recouvrement entre des évènements en cours de traitement, les suivants et les précédents.

L'empilement se traduit directement par une augmentation du nombre de vertex d'interactions reconstruits par le détecteur. On présente sur la figure Fig.3.2b le nombre d'interactions moyen par croisement de faisceau, pour différentes années. En absence d'empilement, une seule interaction serait enregistrée.

3.2 L'EXPÉRIENCE CMS (*COMPACT MUON SOLENOID*)

Le *compact muon solenoid* est une expérience du LHC installée sur le territoire français près de Cessy dans l'Ain. Les motivations étant diverses, de l'étude de la brisure de

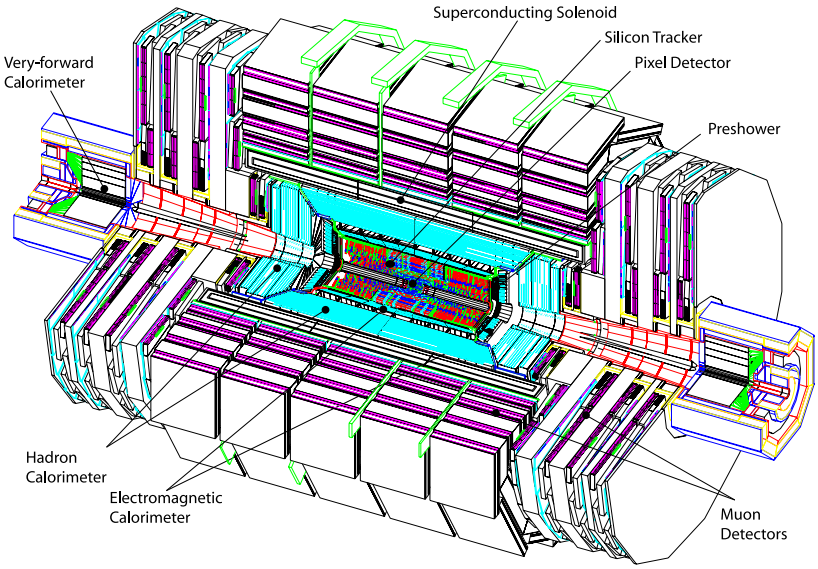


FIG. 3.3: Vue en perspective du détecteur CMS et de ses sous-détecteurs [65].

symétrie électrofaible à la recherche de nouvelle physique (supersymétrie, matière noire, ...), on qualifie cette expérience de généraliste.

Une vue éclatée du détecteur CMS est représentée sur la figure FIG.3.3. Ce détecteur est composé de plusieurs sous-parties possédant chacune une spécialité de détection pour différents éléments (électrons, muons, jets, ...).

3.2.1 SYSTÈME DE COORDONNÉES

CMS (figure FIG.3.3) est situé au point 5 du LHC. Il s'agit d'un détecteur compact, cylindrique mesurant 28.7 m de long avec un rayon de 7.5 m, pour un poids de 14 000 t. Il est composé de plusieurs sous-détecteurs, organisés en couches successives de détections. Pour décrire plus en détails ces sous-détecteurs, il est nécessaire de définir un système de référence, où l'origine est donnée par le centre du détecteur. L'axe x pointe vers le centre de l'anneau du LHC, et l'axe z est tangent à la direction du faisceau. L'axe y, perpendiculaire aux deux autres axes, pointe vers le haut (voir figure FIG.3.4).

L'angle azimutal $\phi \in [-\pi, \pi]$ est mesuré dans le plan (x, y), à partir de l'axe x. L'angle θ, lui, est défini à partir de l'axe z dans le plan transverse (y, z). Il est plus commode d'utiliser la pseudo-rapidité η plutôt que θ, puisque la densité de production de particules est constante suivant η, mais pas suivant θ. De plus, pour des particules ultra-relativiste la pseudo-rapidité tend vers la rapidité qui est une quantité additive. On définit la pseudo-rapidité par

$$\eta = -\ln\left[\tan\left(\frac{\theta}{2}\right)\right] = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z}\right) \tag{3.3}$$

où p_z est la projection de l'impulsion le long de l'axe du faisceau.

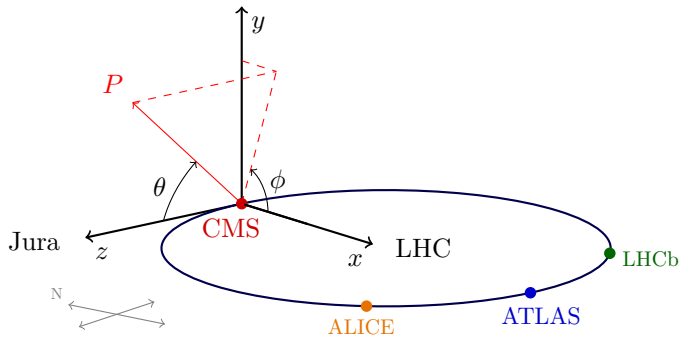


FIG. 3.4: Système de coordonnées du détecteur CMS par rapport à l'anneau du LHC [65].

Du fait de la structure interne des protons, lors d'une collision, l'impulsion totale selon l'axe du faisceau est inconnue. De plus, le détecteur n'est pas hermétique et certaines particules (dont les neutrinos) échappent à la détection ce qui implique que l'on ne peut pas déduire par reconstruction, non plus, l'impulsion p_z. Pour contrer ce problème, la stratégie est d'utiliser le fait que la somme vectorielle des impulsions sera nulle dans le plan transverse. Ainsi on introduit des variables relatives à ce plan transverse (x, y) : l'impulsion transverse p_T et l'énergie transverse E_T. On a ainsi

$$p_\mathrm{T} = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} = \frac{|\vec{p}|}{\cosh \eta}$$
$$E_\mathrm{T} = E \sin \theta = \frac{E}{\cosh \eta}$$

Également, on peut définir la distance angulaire ΔR entre deux particules i et j telle que :

$$\Delta R_{ij} = \sqrt{(\eta_i - \eta_j)^2 + (\phi_i - \phi_j)^2} = \sqrt{\Delta\eta^2(i,j) + \Delta\phi^2(i,j)} \tag{3.4}$$

Cette dernière quantité est très utile pour l'estimation de l'isolation d'une particule.

3.2.2 AIMANT SOLÉNOÏDAL

Le solénoïde supraconducteur est un élément central de CMS. Il fournit un champ magnétique de 3.8 T. De forme cylindrique de rayon 6 m, long de 12.5 m, il est parcouru par un courant électrique de 19.14 kA. Afin de maintenir son état supraconducteur, l'aimant est refroidi par un système de cryostats fonctionnant à l'hélium superfluide. Il est ainsi constamment maintenu à une température de 1.9 K.

On a déjà vu précédemment l'intérêt d'un puissant champ magnétique. En effet, la trajectoire d'une particule chargée se courbe en présence d'un champ magnétique, avec un rayon de courbure proportionnel à son impulsion :

$$r = \frac{\|\vec{p}\|}{qB}$$

avec r le rayon de courbure de la trajectoire, p l'impulsion, q la charge de la particule et B l'intensité du champ magnétique. Plus r est petit, plus mesurer la courbure de la trajectoire d'une particule est aisée, puisque la courbure de la trajectoire est plus prononcée. Afin d'assurer de bonnes performances sur l'identification des particules, il est nécessaire d'utiliser un champ magnétique puissant pour minimiser r.

3.2.3 LE TRAJECTOGRAPHE : PIXELS ET PISTES DE SILICIUM

Le trajectographe est l'un des composants les plus importants de CMS. En plus de la reconstruction des vertex d'interactions, il est chargé de reconstruire la trajectoire courbée des particules chargées, et ainsi d'en déduire leur impulsion. Il s'agit d'un cylindre d'une longueur de 5.5 m et de 1.1 m de rayon. Le trajectographe, conçu pour couvrir une région angulaire entre $0 < |\eta| < 2.5$, est composé de deux sous-parties.

Le détecteur à pixels est la partie la plus interne du trajectographe, il est composé de quatre couches de détection [66] situées au plus proche du point de collision (à $r = 2.9$ cm, $r = 6.8$ cm, $r = 10.9$ cm et $r = 16$ cm), et de trois disques (bouchons) disposés à chaque extrémité. Dans ce détecteur à silicium, on dénombre 66×10^6 pixels, mesurant chacun 100×150 µm^2, pour une superficie totale de détection d'environ 1 m^2. La résolution en p_T, obtenue à partir des algorithmes de reconstructions des traces du trajectographe, est présentée sur la figure Fig.3.5. On peut voir une résolution d'environ 1 % dans le tonneau et d'environ 2 % dans les bouchons.

Le detecteur à micropistes, englobant le détecteur à pixels, est composé de 10 couches en silicium. Cela représente environ 10 millions de micropistes. Quatre sous-ensembles sont dénombrables :

LE TIB (*Tracker Inner Barrel*) Composée de quatre couches de micropistes, c'est la partie interne du tonneau du trajectographe.

LE TID (*Tracker Inner enDcaps*) Avec trois couches de détection, cette partie constitue les bouchons internes, et complète le TIB.

LE TOB (*Tracker Outer Barrel*) Cette partie externe est constituée de six couches de micropistes. Elle entoure le TIB.

LE TEC (*Tracker EndCaps*) Composée de neuf couches, elle forme les deux bouchons externes et complète le TOB.

L'agencement du trajectographe, avec les détecteurs à pixels et à micropistes, est présenté en détail figure Fig.3.6.

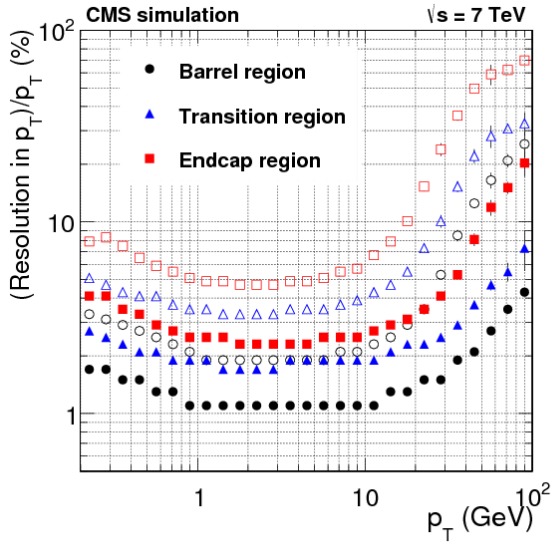


FIG. 3.5: Résolution en impulsion transverse des traces reconstruites [67].

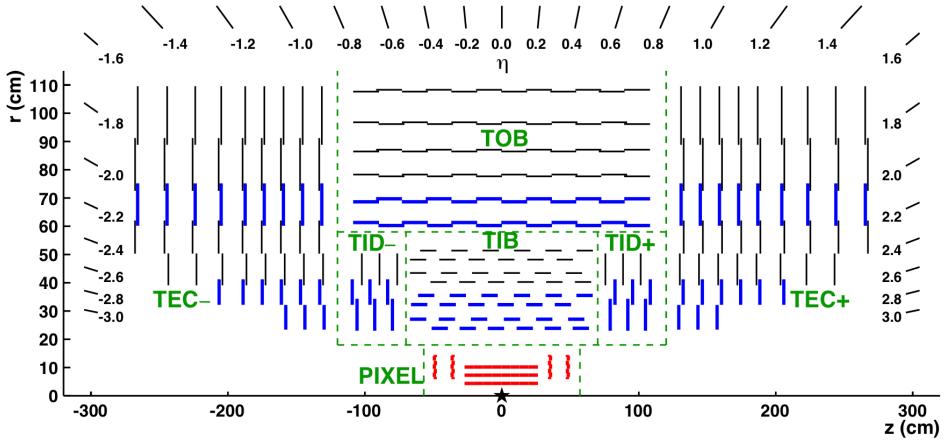


FIG. 3.6: Vue détaillée du trajectographe de l'expérience CMS [65].

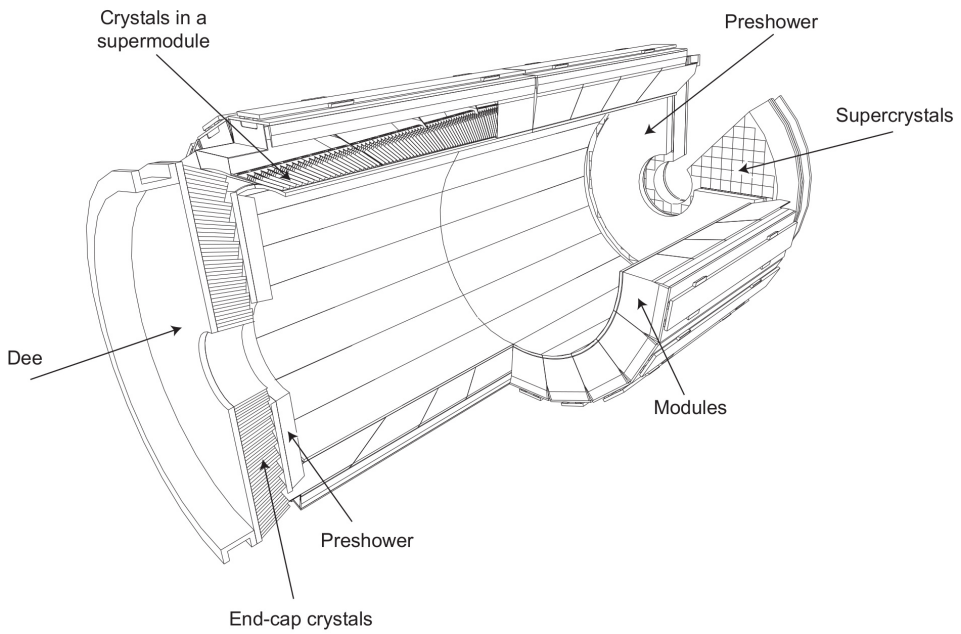


Fig. 3.7: Vue en perspective du calorimètre électromagnétique et de ses sous-éléments [65].

3.2.4 CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

Enrobant le trajectographe, le calorimètre électromagnétique (ECAL) capte et mesure l'énergie des électrons et des photons. Il s'agit d'un détecteur à scintillations formé de cristaux de tungstate de plomb ($PbWO_4$). Comme le trajectographe il est composé de deux parties : le tonneau (EB, pour *ECAL Barrel*) couvrant la région angulaire $0 < |\eta| < 1.479$, avec 61200 cristaux ; et le bouchon (EE, pour *ECAL Endcap*) couvrant la région angulaire $1.479 < |\eta| < 3$, avec 15000 cristaux au total. La figure Fig.3.7 présente une vue schématique de la structure du ECAL. Il est à noter que le ECAL est impliqué également dans le déclenchement (voir section 3.2.7).

3.2.4.1 Les cristaux

Ces cristaux ont été spécialement conçus pour avoir une faible longueur de radiation[1] X_0, c'est-à-dire qu'ils sont capables de capter les photons et les électrons sur une distance relativement courte ($X_0 = 0.89$ cm). Le $PbWO_4$ possède également un faible rayon de molière (2.19 cm) [2]. On a également la possibilité d'utiliser des cristaux ayant des dimensions très réduites. Plus précisément, 21.8 mm $\times$ 21.8 mm de surface dans le tonneau, et 24.7 mm $\times$ 24.7 mm de surface dans les bouchons, ce qui implique une très grande granularité en η et ϕ et donc la haute densité des cristaux (8.29 g cm^{-3}).

1 Longueur pour qu'un électron perde ⅔ de son énergie.
2 Le rayon de Molière définit la taille du cylindre qui captera 90% de l'énergie de la gerbe électromagnétique.

Cependant, il existe un inconvénient majeur qu'est la forte sensibilité de la réponse à la température ($\sim$2 % °C^{-1}). Cela impose un système de refroidissement pour maintenir une température très stable dans le ECAL ($\pm$0.05 °C).

Lors du passage d'un électron ou d'un photon, de la lumière est émise en quantité proportionnelle à l'énergie déposée dans le cristal, il s'agit d'un phénomène de scintillation. Des photodétecteurs sont associés à chaque cristal pour capter cette lumière. Le champ magnétique intense de 3.8 T et les très fortes radiations ont imposé le choix de deux technologies différentes : les photodiodes à avalanches pour le tonneau (APD), et les phototriodes à vide pour les bouchons (VPT).

3.2.4.2 *Le détecteur à pied de gerbe*

A cause de la granularité insuffisante des cristaux dans les bouchons, certains hadrons neutres, tels que les π^0, se désintégrant en deux photons, peuvent être interprétés comme un photon par le calorimètre.

Ainsi, pour faciliter la discrimination des photons issus d'évènements durs et ceux issus de la désintégration d'hadrons neutres, il a été décidé de placer un détecteur à pied de gerbe en amont du calorimètre électromagnétique, dans les bouchons. Ce détecteur permet d'initier la gerbe électromagnétique avant d'entrer dans le ECAL, grâce à une plaque de plomb et d'aluminium. Couvrant une région en $|\eta|$ entre 1.653 et 2.6 avec une surface de détection en silicium de 8 m^2, il possède une granularité bien plus importante que le ECAL, avec des bandes de détection de 2 mm de large. Grâce à ce dispositif, il est, par exemple, possible d'améliorer la distinction des photons issus d'un π^0 boosté.

3.2.4.3 *Performances*

Une caractéristique impactant les cristaux du ECAL est la sensibilité aux radiations. Cette sensibilité se manifeste par la perte de transparence des cristaux au fil du temps. Afin de mesurer cet effet, un système de contrôle a été mis en place. Un balayage laser est envoyé sur tous les cristaux afin de mesurer leur transparence. On peut voir dans la figure Fig.3.8 la réponse relative des cristaux du ECAL en fonction de la date de prise de données. On constate clairement la diminution de la réponse relative. Des corrections sont déployées pour corriger cet effet.

La résolution σ du ECAL est paramétrée par :

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

où S est le terme stochastique, dû aux fluctuations dans l'étalement latéral de la gerbe électronique, N le terme de bruit des composants électroniques, et C un terme constant qui prend en compte les erreurs de calibration. On peut voir figure Fig.3.9 l'évolution

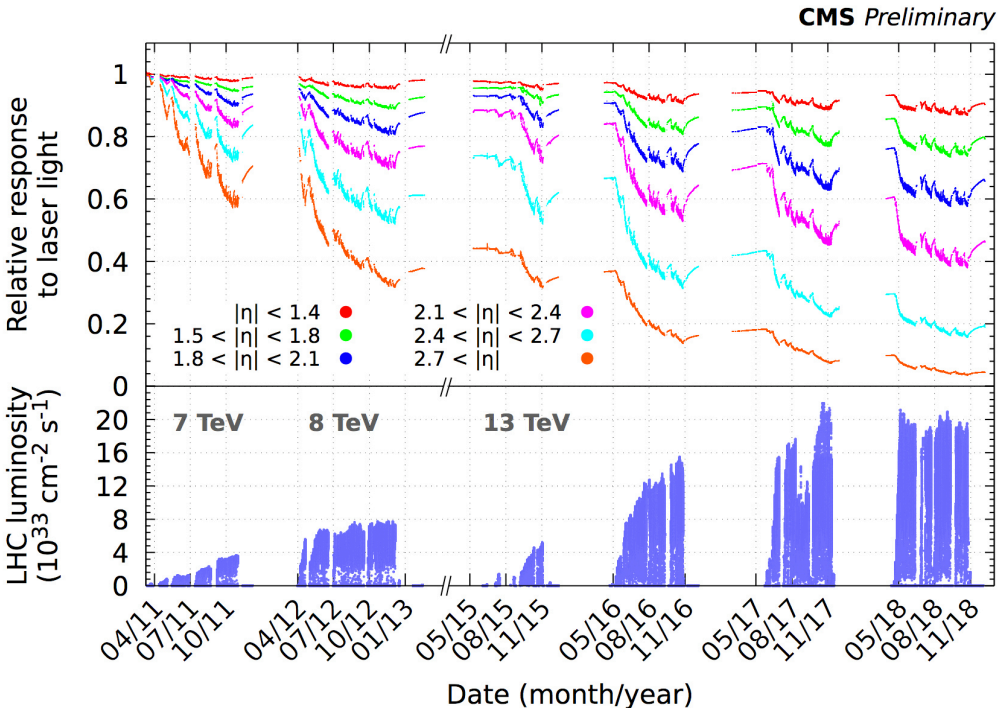


Fig. 3.8: Réponse relative des cristaux du ECAL en fonction du temps, pour différentes zones en $|\eta|$ (*haut*) et luminosité instantanée du LHC (*bas*) [68].

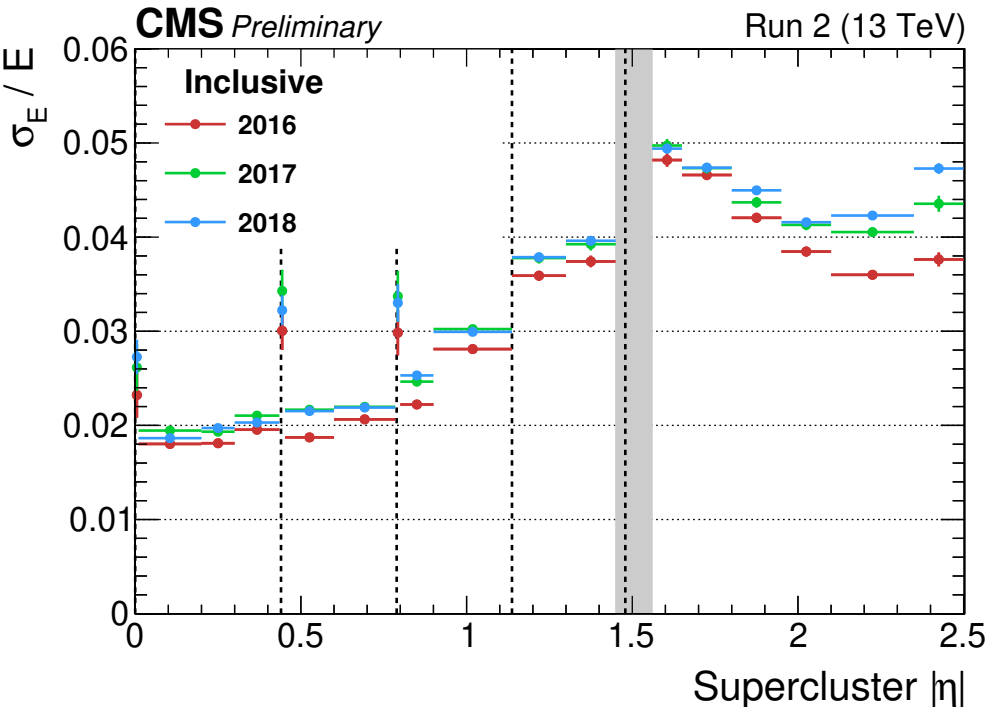


Fig. 3.9: Résolution relative du ECAL lors du Run II en fonction de la position angulaire η du super-cluster des électrons issus des désintégrations $Z \to e^- e^+$ [69].

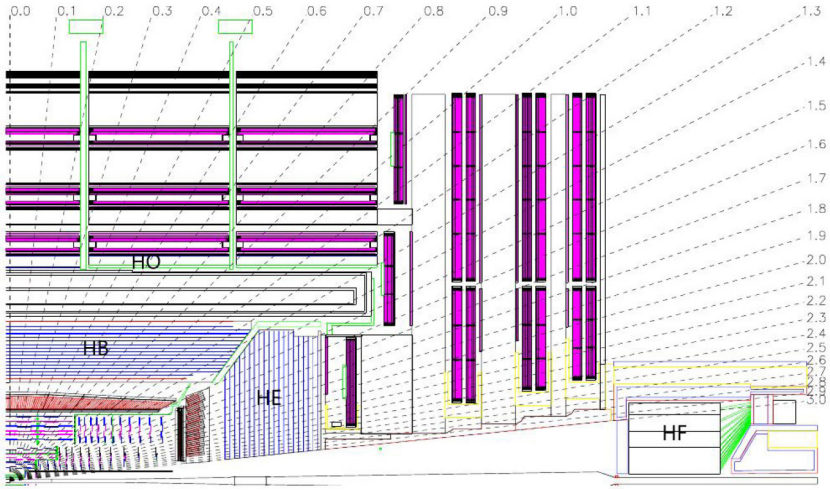


FIG. 3.10: Vue longitudinale du calorimètre hadronique [65].

de la résolution relative en fonction de la position angulaire η du super-cluster d'énergie. La paramétrisation, lors de tests sur faisceaux en 2006, fut évaluée à

$$\left(\frac{\sigma}{E}\right)^2 = \left(\frac{2.8\,\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{0.12}{E}\right)^2 + (0.30\,\%)^2$$

3.2.5 CALORIMÈTRE HADRONIQUE

Le calorimètre hadronique (HCAL, pour *Hadronic CALorimeter*) permet de mesurer l'énergie des hadrons neutres et chargés. Une succession de couches d'absorbants et de scintillateurs permet de déterminer la trajectoire et l'énergie d'une particule incidente. Il est constitué de trois parties : une partie tonneaux (HB et HO) et bouchon (HE) de manière analogue aux ECAL et une partie périphérique au détecteur (HF). Une vue longitudinale du HCAL est visible à la figure FIG.3.10. Il est à noter que le HCAL est impliqué également dans le déclenchement (voir section 3.2.7).

Pour comprendre les caractéristiques intrinsèques du HCAL on définit la longueur d'interaction nucléaire λ_0. Caractéristique des matériaux, elle est la longueur après laquelle 36.8 % ($1/e$) des hadrons seront absorbés par le milieu. L'absorbant retenu pour le tonneau et les bouchons du HCAL est le laiton avec $\lambda_0 = 16.42$ cm. Cet alliage a été choisi pour ses propriétés paramagnétiques, dues au placement du HCAL à l'intérieur de l'aimant. Le laiton est également quasi transparent pour les muons, ce qui permet de conserver la quasi totalité de leur impulsion en traversant le détecteur. Chaque couche d'absorbant mesure 5 cm d'épaisseur dans le tonneau, et 8 cm dans les bouchons. Entre chaque couche d'absorbant se trouve une couche de scintillateur plastique de 3.7 mm d'épaisseur.

Le tonneau couvre une zone angulaire entre $0 \leq |\eta| < 1.48$, et est composé de deux parties différentes. La première partie, le HB, mesure 89 cm de profondeur, soit seulement 5.82 λ_0. Cette longueur est insuffisante pour absorber la totalité de la gerbe

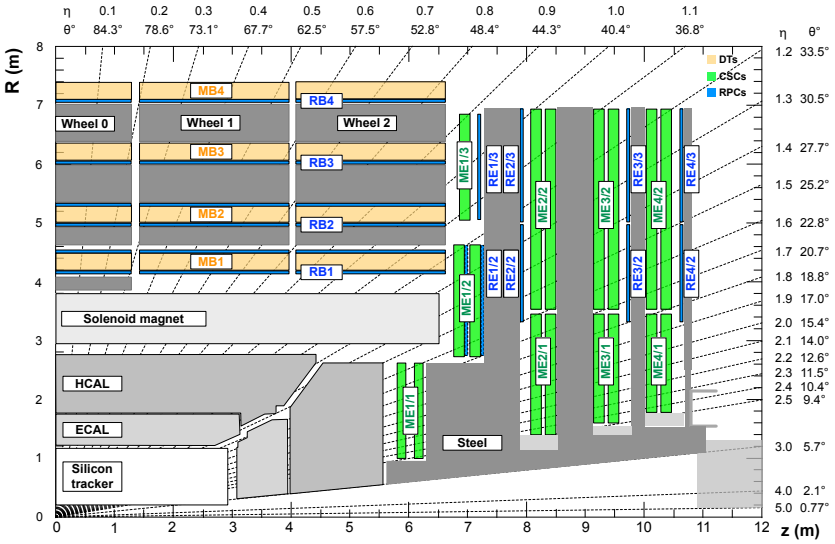


FIG. 3.11: Vue longitudinale des chambres à muons [65].

hadronique. Une deuxième partie, le HO, a donc été ajoutée, située à l'extérieur du solénoïde. L'aimant sert alors d'absorbeur, et le HO détecte les gerbes longues ou tardives. Les bouchons couvrent une zone angulaire entre $1.48 \leq |\eta| < 3$. La longueur totale du calorimètre est, en incluant le ECAL, d'environ 10 λ_0, suffisante pour arrêter la gerbe hadronique.

La dernière partie, le HF, couvre une zone angulaire entre $2.9 \leq |\eta| < 5.2$. C'est un cylindre de 130 cm de rayon, situé à 11.2 m du point d'interaction. D'une longueur de 165 cm ($\sim$10 λ_0), il est constitué d'un absorbeur en acier, dans lequel sont introduites des fibres optiques en quartz. Les particules chargées entrant dans le milieu émettent des photons par effet Cherenkov. Ils sont collectés par les fibres puis amplifiés par photomultiplicateurs.

Les premières études du HCAL ont évalué, après calibration [70], les résolutions en énergie à 10 % (HE), 12 % (HF) et 5 % (HO).

3.2.6 CHAMBRES À MUONS

Le détecteur à muons joue un rôle central dans CMS, puisqu'il couvre trois fonctions principales : identifier les muons, mesurer leur impulsion, et assurer une partie du déclenchement (voir 3.2.7). Il s'agit de la partie externe du détecteur. Les autres types de particules ayant déjà déposé leur énergie dans les autres sous-détecteurs de CMS, seuls les muons pourront l'atteindre. Son éloignement au trajectographe, rend la mesure de l'impulsion de ces particules beaucoup plus facile avec leur temps de vie de 2.2 µs.

Il existe trois types de détecteurs à gaz différents dans les chambres, dont l'agencement est présenté sur la figure FIG.3.11.

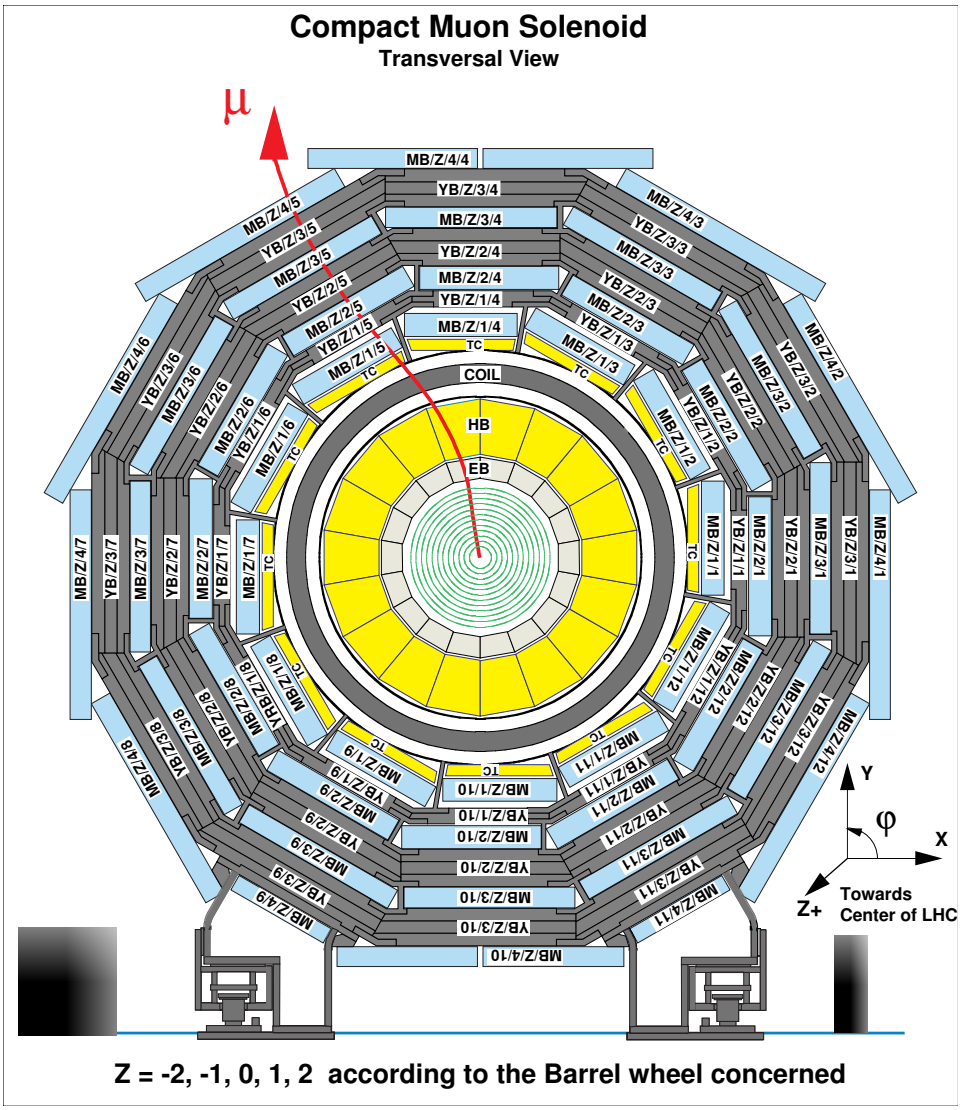


FIG. 3.12: Agencement des tubes à dérives dans le tonneau de CMS (vue transverse). Chaque rectangle bleu correspond à un tube à dérive.

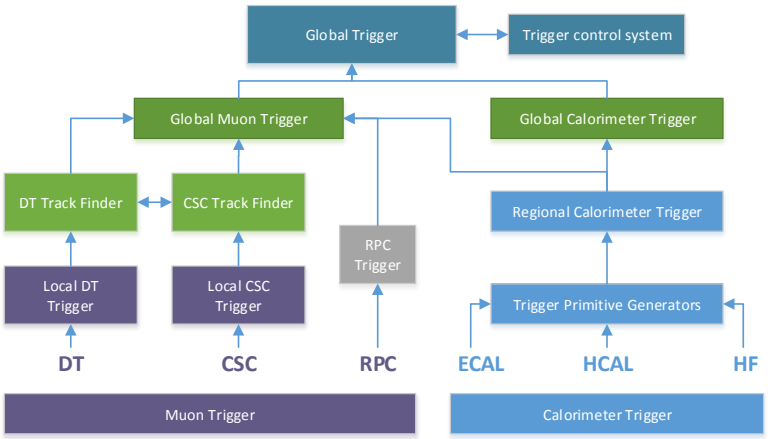


FIG. 3.13: L'architecture du déclencheur de niveau 1

LES TUBES À DÉRIVE (DT) Installés dans le tonneau (voir figure FIG.3.12), ils couvrent une zone angulaire $|\eta| < 1.2$. Il y a 250 stations de DT dans le détecteur.

LES CHAMBRES À PISTES CATHODIQUES (CSC) Installées dans les bouchons, elles sont conçues pour supporter les variations du champ magnétique et les fortes radiations. 540 de ces modules sont installés, sur une zone angulaire $0.9 < |\eta| < 2.4$.

LES DÉTECTEURS À PLAQUES RÉSISTIVES (RPC) Installés à la fois dans le tonneau et dans les bouchons, ils permettent d'assurer une partie du déclenchement grâce à leur temps de réponse inférieur à 25 ns.

3.2.7 SYSTÈME DE DÉCLENCHEMENT

Pendant une prise de données, les paquets de protons se croisent toutes les 25 ns, soit une fréquence de collisions de 40 MHz. Or seul un flux de $\sim$0.4 Gio s^{-1} peut être enregistré sur disque. En estimant un événement à environ 2 Mio, on obtient alors un débit de données de 80 Tio s^{-1}, bien trop élevé pour être traité en temps réel. La stratégie est de sélectionner en ligne les évènements que l'on veut garder et ignorer ceux qui présentent peu d'intérêt pour les analyses de la collaboration.

Pour cela, on utilise un système de déclenchement (*trigger*), à deux niveaux : le niveau 1 (L1) et le HLT (*High Level Trigger*, pour déclenchement de haut niveau). Les figures FIG.3.13 et FIG.3.14 présentent respectivement l'architecture des déclenchements L1 et HLT.

LE L1 En utilisant directement les informations provenant du détecteur à muons et des calorimètres, ce premier niveau de déclenchement réduit le taux d'événements de 40 MHz à 100 kHz. La décision de garder ou non l'événement est prise

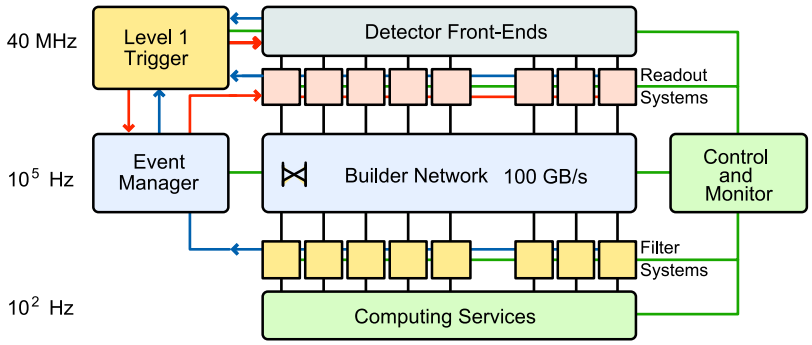


Fig. 3.14: Schéma de la chaîne d'acquisition de données de CMS

en moins de 3.2 µs. Cette structure électronique gère 128 algorithmes de déclenchement tournant en parallèle.

LE HLT Le taux d'événements doit être réduit à environ 100 Hz [71] afin d'être enregistré en temps réel. Les HLT, chargés d'effectuer cette sélection, utilisent une ferme d'ordinateurs, installée à proximité du détecteur. Cette ferme réalise une reconstruction rapide afin d'obtenir une description de l'événement en terme d'objets physiques (photon, muon, électrons et jets). Les conditions de sélections sont hautement configurables (choix des particules présentes, seuil en énergie, ...) ainsi de nombreux HLT différents sont utilisés. Le temps moyen alloué au HLT pour prendre une décision est d'environ 50 ms.

Une fois accepté, l'événement est stocké de façon définitive dans un centre de stockage à haute redondance, le *Tier-0*.

3.3 MESURE DE LA LUMINOSITÉ

La mesure de la luminosité est un aspect important pour les analyses physiques. Pour l'analyse contenue dans cette thèse, la compréhension de cette mesure est d'autant plus importante qu'elle est à la fois l'incertitude systématique dominante mais également une quantité corrélée au temps. A CMS la luminosité est mesurée avec une combinaison de cinq luminomètres principaux :

PIXEL LUMINOSITY TELESCOPE (PLT) Il s'agit d'un sous-détecteur dédié à la mesure de la luminosité en utilisant des capteurs en pixel de silicium. Les quarante-huit capteurs sont répartis en seize piles de trois capteurs appelées « télescopes». Le PLT mesure le taux de « triples mesures», c'est-à-dire le taux de signaux enregistrés sur les trois capteurs d'un même télescope.

FAST BEAM CONDITIONS MONITOR (BCM1F) Ce sous-détecteur est composé de dix capteurs en silicium, dix capteurs en diamant polycristallins (pCVD) et quatre cap-

teurs en diamant monocristal (sCVD). Cette structure est dotée d'une lecture rapide à 6.25 ns qui permet l'enregistrement de la luminosité en temps réel.

FORWARD CALORIMETER (HF) Le HF joue un rôle clé dans CMS puisqu'il permet de mesurer en temps réel la luminosité instantanée reçue par CMS. Deux méthodes sont utilisées. La première utilise le nombre de tours sans signal pour en déduire le nombre moyen d'interactions par croisements de faisceaux. La deuxième méthode tire parti de la relation linéaire qui existe entre l'énergie transverse moyenne par tour et la luminosité.

PIXEL DETECTOR Ce détecteur à pixels contient 65×10^6 pixels, ce qui lui permet de mesurer les trajectoires des particules issues de la collision avec une extrême précision. C'est également le détecteur le plus proche du faisceau. Il est essentiel pour reconstruire les trajectoires des particules à très courte durée de vie.

RAMSES Depuis 2017, ce sous-détecteur fait partie des systèmes de protection et de surveillance de l'environnement du LHC, mais peut également être utilisé pour fournir une mesure de luminosité. Le capteur est une chambre d'ionisation cylindrique en plastique remplie de 3 L d'air à pression atmosphérique. Les parois sont recouvertes de 4 mm de graphite PE. Il détecte principalement les photons dans la gamme d'énergie de 50 keV à 7 MeV.

Afin de calibrer les méthodes de détections, le LHC effectue régulièrement des scans Van Der Meer [72] pilotés par l'équation :

$$\sigma = \iint \frac{\mu(\Delta x, \Delta y)}{N_1 N_2} \mathrm{d}\Delta x \mathrm{d}\Delta y \tag{3.5}$$

avec σ la section efficace visible, N_1 et N_2 le nombre de protons dans chaque faisceau. L'intégrande est donné par :

$$\frac{\mu(\Delta x, \Delta y)}{N_1 N_2} = \sigma \frac{\mathcal{L}_{\text{inst}}}{N_1 N_2} \tag{3.6}$$

avec $\mathcal{L}_{\text{inst}}$ la luminosité instantanée. En pratique, les scans permettent de déterminer précisément la forme horizontale et verticale des faisceaux, en décalant l'un des faisceaux selon l'axe x ou y. Ils permettent en plus de déterminer la section efficace inélastique pp visible par les luminomètres ce qui permet de calibrer les mesures de luminosité.

Durant ma thèse, j'ai contribué à la calibration de la luminosité enregistrée en 2018, avec étude de l'incertitude sur le bruit de fond du détecteur. Nous avons utilisé la méthode du comptage d'agrégats de pixels (ou PCC pour *Pixel Cluster Counting*). Cette méthode consiste simplement en un décompte du nombre de clusters de pixels activés au passage d'une particule.

Pour estimer le bruit de fond, il faut effectuer un PCC sur une zone temporelle d'arrêt de l'activité du LHC. Cette zone est identifiable car elle consiste en une longue

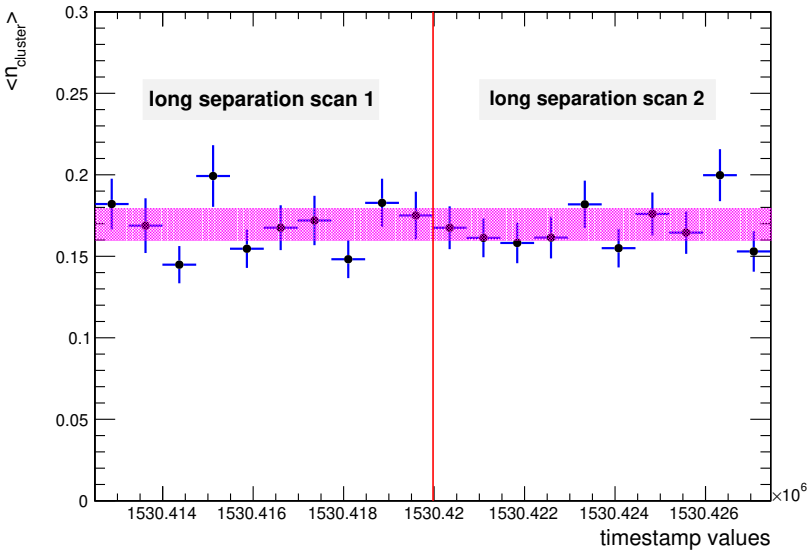


FIG. 3.15: Incertitude systématique du comptage de clusters de pixels avec $\langle n_{\text{cluster}} \rangle$ en fonction du temps, pour les deux scans à longue séparation.

pause entre deux scans Van Der Meer. L'étude s'est portée sur deux scans à longues séparations effectués le 30 juin et le 1er juillet 2018 où les deux faisceaux étaient séparés par une distance de $6\,\sigma$, où σ est la largeur du paquet de protons. Le nombre moyen de clusters est mesuré à $\langle n_{\text{cluster}} \rangle = 0.169 \pm 0.003\,(\text{stat})$.

J'ai proposé une incertitude systématique, en examinant la variation du nombre moyen de clusters en fonction du temps, en utilisant les deux scans à longues séparations. Ce procédé a révélé une stabilité contenue dans l'incertitude systématique absolue de $\sigma_{\text{syst}} = 0.010$ et visible dans la figure FIG.3.15.

Le bruit de fond estimé par PCC est de

$$\langle n_{\text{cluster}} \rangle = 0.169 \pm 0.011\,(\text{stat} + \text{syst}) \tag{3.7}$$

où l'incertitude totale a été estimée par sommation en quadrature.

Des mesures similaires des bruits de fond sont effectuées avec les autres luminomètres par le groupe Luminosité de CMS. Ces mesures permettent de soustraire le taux de bruit de fond dans l'estimation des sections efficaces visibles, et sont donc importantes pour la calibration. Cette étude a contribué à la note publique de CMS [73] pour l'estimation de la luminosité sur les données de 2018.

CONCLUSION

Lors de ce chapitre, ont été présentés le LHC et le détecteur CMS. Leur conception a pour but d'enrichir nos connaissances du Modèle Standard grâce à des mesures de

précision et d'offrir de nouvelles perspectives de recherche de nouvelles physiques au-delà Modèle Standard. Pour assurer une analyse physique fonctionnelle, la première étape est la reconstruction des évènements d'une collision. Il s'agit de la transformation de signaux électriques captés par les différents sous-détecteurs de CMS en particules et autres objets physiques tels que des électrons, des muons et des gerbes hadroniques. Les méthodes utilisées par CMS sont décrites plus en détail dans le chapitre suivant.

4 SIMULATION ET RECONSTRUCTION DES ÉVÈNEMENTS

4.1 Génération des évènements 89
4.1.1 L'événement dur 89
4.1.2 De l'événement dur aux particules dans le détecteur. 90
4.1.3 Simulation du détecteur 92
4.2 Reconstruction des évènements 92
4.2.1 L'algorithme *Particle-Flow* (PF). 92
4.2.2 Isolation des leptons et des photons. 98
4.2.3 Reconstruction des jets. 99
4.2.4 Étiquetage des jets issus de quarks b 102
4.2.5 Énergie transverse manquante. 104
4.3 Conclusion 104

4.1 GÉNÉRATION DES ÉVÈNEMENTS

Les tests de validité d'une proposition théorique passent par la confrontation expérimentale. Dans le cas de la physique des particules, la stratégie consiste en la comparaison des données mesurées par CMS avec des simulations idéales prédites par le Modèle Standard. La première étape est de simuler la collision entre deux protons au LHC grâce à des outils appelés générateurs d'évènements Monte-Carlo (MC). La second étape consiste à simuler l'interaction des particules créées avec le détecteur. Enfin, dû à une impossibilité de simuler parfaitement les collisions et les interactions, une phase de correction des évènements MC est nécessaire. Ce chapitre présente les différentes étapes citées ci-dessus.

4.1.1 L'ÉVÉNEMENT DUR

L'évènement fondamental est la collision entre deux protons. Dans cette collision ce sont leurs constituants, les partons (quarks et gluons), qui vont interagir (voir figure Fig.4.1). Chacun d'entre eux emporte une fraction x de l'impulsion totale du proton incident. Les observables physiques (sections efficaces, ...) sont extraites en utilisant des développements perturbatifs.

Le premier ordre (LO, *Leading Order*) de la QCD perturbative est implémenté dans les programmes de simulations tels que `MadGraph_aMC@NLO` [51]. La complexité des

ordres supérieurs de calculs implique qu'un petit nombre seulement de processus sont disponibles et implémentés dans des programmes particuliers comme Powheg [74].

La section efficace partonique $\sigma_{ij} \to X$, avec $i, j = \mathrm{g}, q$ les composants de l'état initial et X un état final choisi, peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\sigma_X = \sum_{ij} \int_0^1 \mathrm{d}x_i \mathrm{d}x_j \int f_i\left(x_i, \mu_F^2\right) f_j\left(x_j, \mu_F^2\right) \mathrm{d}\sigma_{ij\to X}\left(\mu_F, \mu_R\right) \tag{4.1}$$

Sachant que

$$\begin{aligned} \mathrm{d}\sigma_{ij\to X}\left(\mu_F, \mu_R\right) &= \frac{1}{2}\left|\mathcal{M}_{ij\to X}\right|^2\left(\Phi_N, \mu_F, \mu_R\right) \mathrm{d}\Phi_N \\ \mathrm{d}\Phi_N &= \int \prod_{k=1}^{N} \frac{\mathrm{d}^3 p_k}{(2\pi)^3\, 2E_k} \delta^4\left(p_i + p_j - \sum_{k=1}^{N} p_k\right) \end{aligned} \tag{4.2}$$

où x_i est la fraction d'énergie emportée par la particule i, $f_i\left(x_i, \mu_F^2\right)$ sa densité de probabilité partonique (plus de détails dans la section 1.3.6), μ_F l'échelle de factorisation, μ_R l'échelle de renormalisation, $\mathrm{d}\Phi_N$ l'élément infinitésimal de l'espace des phases et $\left|\mathcal{M}_{ij\to X}\right|$ l'élément de matrice de transition entre l'état initial i et l'état final f. Le générateur suit cette distribution d'évènements donnée par les formules de sections efficaces, on obtient alors, en sortie, les 4-vecteurs impulsions de chaque particule produite lors de l'événement dur pour chaque évènement simulé.

Bien que les processus de base soient générés à cette étape, les particules produites peuvent avoir des caractéristiques supplémentaires nécessitant une couche supplémentaire de génération. Par exemple, les particules soumises à l'interaction forte vont former des gerbes partoniques puis s'hadroniser (voir Fig.4.1), ces deux processus sont générés ultérieurement.

4.1.2 DE L'ÉVÉNEMENT DUR AUX PARTICULES DANS LE DÉTECTEUR

Les particules colorées provenant de l'évènement dur génèrent une gerbe partonique. Il s'agit du phénomène de radiation en cascade de particules et de gluons secondaires provenant de gluons de haute énergie. Une fois atteinte une certaine échelle d'énergie, fixée par le générateur, les gluons restants sont forcés de se désintégrer.

Finalement l'hadronisation intervient et ce sont des hadrons neutres du point de vue de l'interaction forte qui sont produits. Ce phénomène se produit environ 5×10^{-24} s après la production de la particule. Il n'existe pas encore de théorie décrivant correctement l'hadronisation, il faut faire appel à des modèles phénoménologiques.

A l'échelle d'énergie où ils se produisent, la QCD devient non-perturbative, ainsi ses effets sont très complexes à simuler. Il existe néanmoins un ensemble de programmes qui permettent de simuler la chaîne d'hadronisation. On peut citer, par exemple, Pythia [75] et Herwig [76]. Chacun utilise des algorithmes spécialisés afin de simuler au mieux le développement de la gerbe partonique et de la chaîne d'hadronisation.

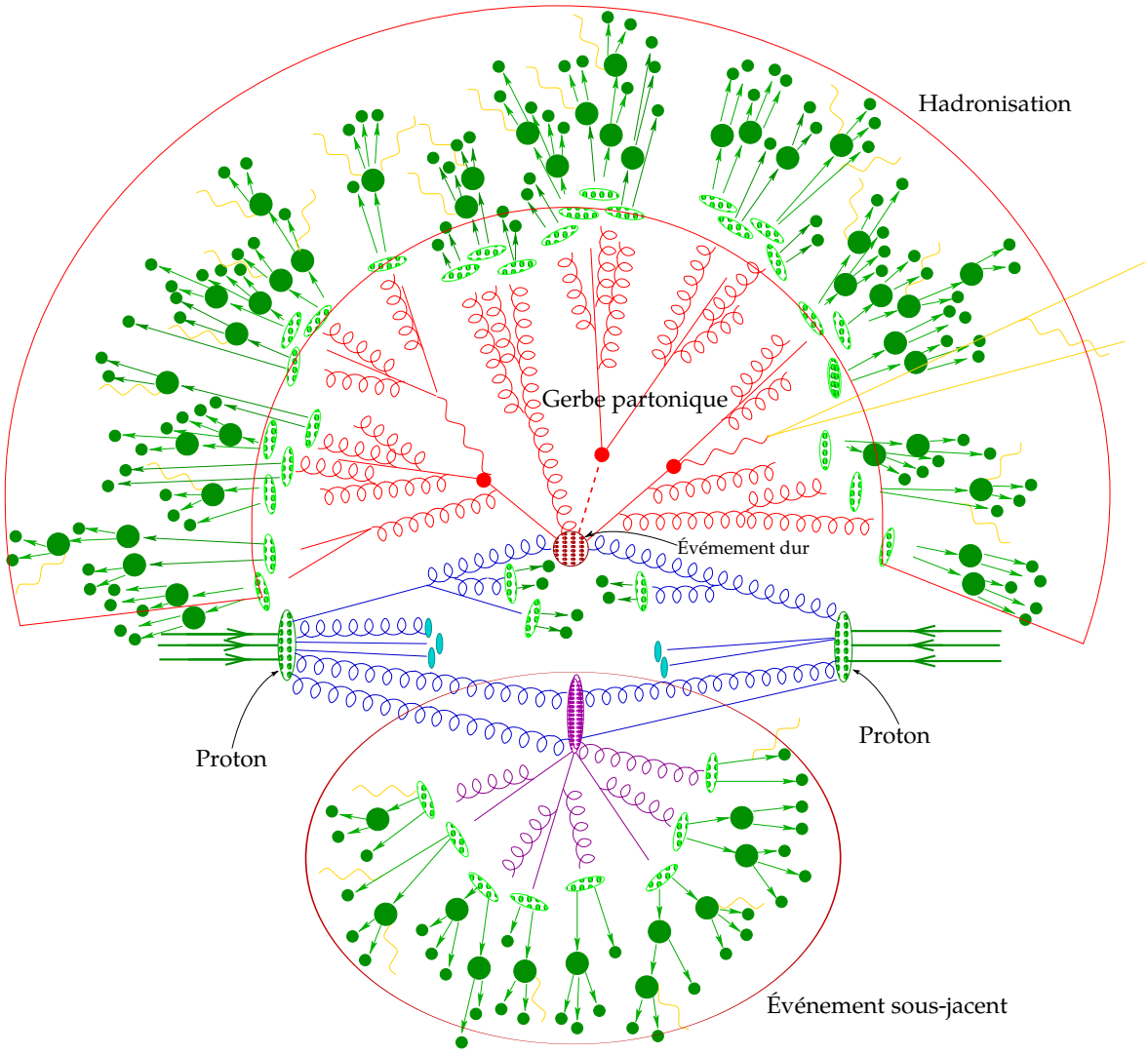


FIG. 4.1: Représentation graphique d'une collision de deux protons simulée à l'aide d'un générateur.

4.1.3 SIMULATION DU DÉTECTEUR

A ce stade, les différentes étapes de générations ont produit une liste de particules stables qui peuvent atteindre le détecteur. Il faut maintenant simuler leurs interactions avec CMS. Cette simulation se compose de :

- La modélisation du détecteur.
- La modélisation des interactions entre particules générées et la matières des sous-détecteurs de CMS (trajectographe, ECAL, HCAL, Chambre à muons)
- Les courbures des trajectoires des particules chargées par le solénoïde.
- La modélisation de l'empilement.

Cette simulation repose sur le logiciel `Geant 4` [77]. Sa précision va jusqu'à la simulation du câblage interne du détecteur.

4.2 RECONSTRUCTION DES ÉVÈNEMENTS

La simulation du détecteur fournit en sortie les signaux électriques des sous-détecteurs, à l'instar d'une vraie collision. La reconstruction d'un évènement est donc identique lors de la simulation ou d'une prise de données réelle.

4.2.1 L'ALGORITHME *PARTICLE-FLOW* (PF)

CMS utilise un algorithme dédié pour reconstruire les objets physiques : l'algorithme du *particle-flow* (PF) [78–82]. Cet algorithme combine les informations provenant des sous-détecteurs de CMS pour reconstruire les photons, les électrons, les muons, les hadrons neutres et chargés. L'algorithme PF utilise notamment les traces des particules chargées dans le trajectographe, ainsi que les dépôts énergétiques des différents calorimètres. Les particules sont issues d'une interprétation des signatures combinées entre elles.

Il doit être noté que l'algorithme possède un taux de fausse identification non nul. Il est ainsi primordial d'avoir la plus haute efficacité de reconstruction possible. Pour maximiser cette efficacité, les sous détecteurs sont pilotés par des algorithmes de trajectographie et de calorimétrie spécialisés.

4.2.1.1 Trajectographie itérative

Le trajectographe offre une meilleure résolution que les calorimètres pour la mesure de l'impulsion des hadrons. Comme près de ⅔ de l'énergie d'un jet est due à la présence de hadrons chargés, le trajectographe joue un rôle majeur dans la performance du *particle-flow*.

Une procédure itérative [83], basée sur un filtre de Kalman (KF), est utilisé pour reconstruire les trajectoires des particules en minimisant le taux de faux. La graine de cette itération est donnée par la reconstruction induite des *hits* des deux premières couches du détecteur à pixels, ainsi que la position du vertex primaire. La trajectoire est ensuite complétée grâce aux *hits* des autres couches du trajectographe. Les contraintes de cette première étape sont fortes ce qui conduit à un très faible taux de faux.

Les hits associés à une trajectoire de manière non-ambiguë sont supprimés de la listes des *hits* disponibles. De manière récursive, l'algorithme réitère la construction de trajectoire en relâchant les contraintes à mesure que la liste des *hits* rapetisse. Ainsi, l'efficacité de reconstruction est améliorée tout en gardant un taux de faux très faible grâce à la réduction du nombre de combinaisons.

Suite à la troisième itération, on obtient une efficacité de reconstruction de 99.5 % pour les muons isolés et de plus de 90 % pour les hadrons chargés. Au-delà, la contrainte sur le point d'interaction est relâchée. Sont ainsi reconstruites les trajectoires des hadrons chargés secondaires (hadrons provenant de vertex d'interaction déplacé).

Pour prendre un exemple de reconstruction, une particule chargée de $p_{\mathrm{T}} = 150\,\mathrm{MeV}$ avec un vertex de production éloigné de plus de 50 cm de l'axe du faisceau, si elle ne laisse que trois *hits*, est reconstruite avec une efficacité de 99 %.

4.2.1.2 *Vertex d'interaction : reconstruction et empilement*

L'étape suivante est la reconstruction des vertex qui utilisent les traces précédemment reconstruites. On distingue deux étapes :

- Si la différence entre les coordonnées z au point le plus proche de l'axe du faisceau est inférieure à 2 mm, alors les traces sont regroupées en « candidats vertex».

- La position du vertex d'interaction est calculée par un algorithme d'ajustement [84] qui itère sur tous les agrégats de traces. L'algorithme calcule également des indicateurs sur la qualité de l'ajustement (χ^2) en assignant aux traces de l'agrégat un poids variant entre 0 et 1, suivant leur proximité avec l'axe du faisceau.

La présence de l'empilement parasite l'évènement dur. Pour outrepasser ce bruit de fond, on identifie le vertex primaire comme celui dont la somme des impulsions transverses en quadrature est la plus grande. Les autres vertex sont utilisés afin de réduire l'impact de l'empilement sur les analyses de physique. En effet, un hadron chargé peut être identifié comme issu de la collision principale ou non, selon le vertex d'interaction auquel sa trace est attachée. On peut alors supprimer du processus de reconstruction tout hadron chargé provenant d'un vertex secondaire que l'on étiquette comme de l'empilement.

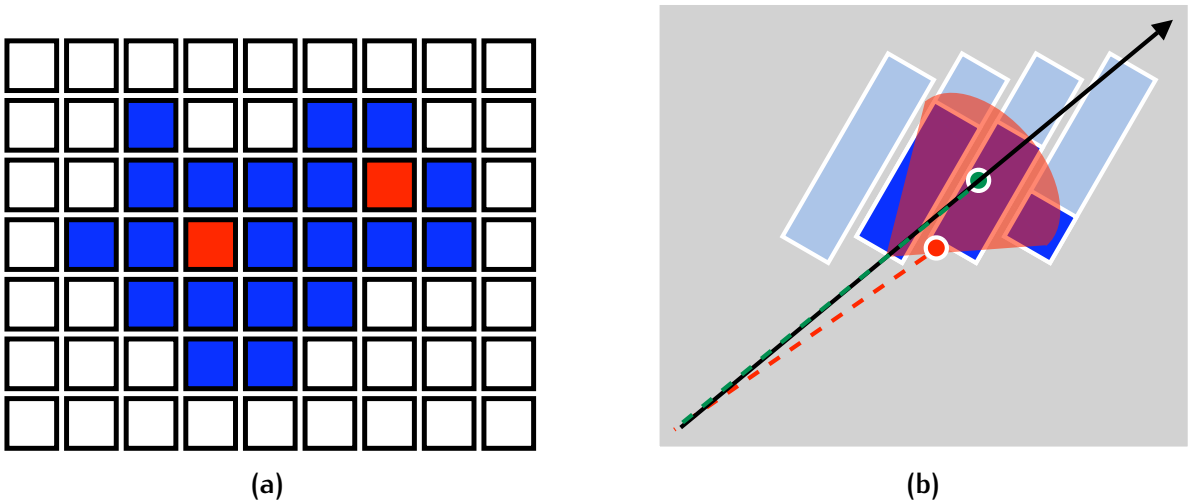


FIG. 4.2: Agglomérat topologique contenant deux graines (a) et détermination de la profondeur du dépôt d'énergie (b). En rouge, la position déterminée sans tenir compte de la profondeur biaisée $|\eta|$. En vert, la profondeur est correctement estimée.

4.2.1.3 *Agglomération calorimétrique*

Le troisième algorithme est l'algorithme d'agglomération calorimétrique de CMS. Il est décomposé en quatre procédures :

1. Mesurer l'énergie des particules neutres (photons, hadrons neutres).
2. Séparer les dépôts d'énergies des particules neutres de ceux des particules chargées.
3. Reconstruire les photons, les électrons et le rayonnement Bremsstrahlung associé.
4. Aider à la mesure de l'énergie des hadrons chargés pour lesquels la trajectoire n'a pas été bien reconstruite (hadrons de bas p_T).

Cet algorithme est appliqué de façon séparée dans chaque sous-calorimètre (tonneau du ECAL, tonneau du HCAL, bouchons du ECAL et HCAL, ...) en trois phases.

IDENTIFICATION DES GRAINES Il s'agit de repérer les cellules calorimétriques où l'énergie dépasse un certain seuil. Ce seuil est fixé par majoration du bruit de fond du détecteur. Les graines contraignent les cellules voisines à ne pas devenir elles même des graines.

DEFINITION D'UN AGGLOMÉRAT TOPOLOGIQUE Cet agrégat est construit en agrégeant aux graines toutes les cellules qui leur sont adjacentes et possédant une énergie au dessus d'un seuil, fixé comme deux fois la déviation standard du bruit électronique dans le ECAL (80 MeV dans le tonneau, ~300 MeV dans les bouchons) et à 800 MeV dans le HCAL. Il peut y avoir plusieurs graines dans un même agglomérat topologique. Dans ce cas, le partage de l'énergie entre chaque graine

est effectué selon la distance entre la cellule et la graine, en considérant que les gerbes électromagnétiques déposent leur énergie selon un profil gaussien, dont la largeur ne dépend pas de l'énergie. On peut voir une illustration dans la figure Fig.4.2a.

IDENTIFICATION DE LA POSITION DES AGGLOMÉRATS La position de l'agrégat est déterminée à partir de la graine et des 4 ou 8 cellules voisines, à l'aide de la formule :

$$X = \frac{\sum_i w_i X_i}{\sum_i w_i}, \text{ avec } w_i = \ln \frac{E_i}{E_{th}}$$

avec $X = x, y$ ou z, X_i la position de la cellule i, E_i l'énergie de la cellule i, et E_{th} le seuil en énergie. Si l'agrégat ne compte qu'une seule graine, toutes les cellules de l'agrégat sont utilisées pour calculer la position. Afin de ne pas introduire de biais en η lors de la détermination de la position, on estime la profondeur du maximum de la gerbe électronique par la formule

$$p = a\,(b + \ln E)$$

où p est la profondeur, a et b sont des constantes qui dépendent de η, et E l'énergie totale de l'agrégat. On peut voir figure Fig.4.2b l'effet de cette procédure sur la détermination de la position angulaire de l'agrégat. Une vue géométrique est donnée dans la figure Fig.4.2b.

4.2.1.4 *L'algorithme de liaison*

La dernière étape est la création du lien entre les traces et les agrégats reconstruits. La subtilité provient du fait qu'une particule peut déposer de l'énergie dans les divers sous-détecteurs. Il faut également éliminer les possibilités de double comptage. Ce dernier algorithme produit des « blocs» d'éléments qui vont ensuite servir la reconstruction des particules.

Dans un premier temps on extrapole les traces reconstruites dans le trajectographe. On reconstruit la profondeur longitudinale de la gerbe :

- Dans le calorimètre électromagnétique, jusqu'à une profondeur correspondant au maximum attendu d'une gerbe électromagnétique.
- Dans le calorimètre hadronique, jusqu'à une profondeur d'une interaction nucléaire (λ_0).

Si l'extrapolation passe dans la zone délimitée par l'agrégat alors on relie la trace à l'agrégat. On définit la distance du lien par $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ dans le plan (η, ϕ). Les électrons émettent un rayonnement Bremsstrahlung, il perdent donc de l'énergie. Pour collecter l'énergie perdue, des trajectoires tangentes à la trajectoire principale sont extrapolées dans le ECAL. De la même manière on peut construire un lien entre les deux calorimètres (ECAL et HCAL) par recouvrement de zone. Finalement, le spectromètre à muons reconstruit aussi des traces. Lorsque l'ajustement entre les traces des chambres à muons et celles du trajectographe donne un χ^2 acceptable, un lien est fait. Le muon est dit global.

4.2.1.5 Reconstruction des muons

Durant les étapes dites de reconstruction des particules, la reconstruction du muon[85] est la première étape et ce, même avant la reconstruction de l'évènement grâce à l'algorithme du *particle-flow*. Les muons laissent des traces dans le trajectographe et dans les chambres à muons, on a avec eux deux types de reconstructions.

RECONSTRUCTION DES MUONS GLOBAUX Cette reconstruction orientée pour les muons de grande impulsion transverse ($p_{\mathrm{T}} \gtrsim 200\,\mathrm{GeV}$) consiste en l'interpolation d'un lien entre une trace dans le spectromètre à muons et une trace correspondante, par extrapolation, imprimée dans le trajectographe. L'algorithme de lien trajectoire présenté dans la section 4.2.1.4 fonctionne avec un algorithme similaire. Cette méthode permet d'améliorer la résolution de l'impulsion par rapport à celle utilisant uniquement la trace du trajectographe.

RECONSTRUCTION DES *TRACKER* MUONS [1]

Dans le cas de faibles impulsions ($p_{\mathrm{T}} \lesssim 5\,\mathrm{GeV}$), cette méthode est préférée. L'idée est de ne considérer que les traces présentes dans le trajectographe comme possibles candidats muons. En prenant en compte les pertes d'énergie et l'incertitude due aux multiples diffusions, ces muons sont peu énergétiques. On ne va donc exiger qu'au minimum une petite trace dans le spectromètre à muons, composée de quelques *hits* de DT ou CSC. Dans le contexte des faibles impulsions, cette approche est plus performante que la reconstruction des muons globaux.

Seul 1 % des muons ne sont pas reconstruits par l'une ou les deux méthodes précédentes. Les traces orphelines dans les chambres à muons sont rangées dans la troisième catégorie des muons *standalone*. Les trois catégories de muons sont ensuite regroupées dans une liste de candidats muons. Les candidats muons globaux et *tracker* muons qui partagent la même trace du trajectographe sont fusionnés en un seul candidat. Une sélection est effectuée sur les candidats muons reconstruits avec l'algorithme standard afin d'identifier les muons *particle-flow*. A CMS, on classe les sélections dans trois familles différentes : « isolé», «*pf-tight*» et «*pf-loose*».

MUON ISOLÉ Les muons sont considérés isolés si, dans un cône de taille $\Delta R = 0.3$ centré sur le muon, la somme du p_{T} des traces et des agrégats calorimétriques est inférieure à 10 % de l'impulsion du muon. En demandant aux muons d'être également globaux, une grande efficacité est obtenue due à la propreté de l'environnement immédiat autour du muon, l'effet du *particle-flow* est limité.

MUON *PF-TIGHT* Cette sélection est optimisée pour identifier les muons au sein des jets. Elle requiert un certain nombre de *hits* dans les traces du spectromètre à muons. Est exigée également une compatibilité entre les dépôts d'énergies dans les calorimètres et ceux obtenus par des simulations.

1 Il s'agit de muons qui possède des traces dans le trajectographe mais uniquement un segment de trace dans les chambres.

MUON *PF-LOOSE* Cette sélection relâche la contrainte sur le nombre de *hits*, et supprime la contrainte sur les dépôts d'énergie.

On retire ensuite de la liste des blocs *particle-flow* disponibles, chaque muon reconstruit et on procède ensuite à la reconstruction des électrons.

4.2.1.6 Reconstruction des électrons

Les électrons sont beaucoup plus légers que les muons. Ainsi la radiation Bremsstrahlung est amplifiée par un facteur $(m_\mu/m_e)^4$, ce qui met en défaut l'algorithme de reconstruction des traces de CMS (voir 4.2.1.1). En effet, l'algorithme n'est pas optimisé pour gérer les changement abrupts de trajectoire des électrons, ce qui peut arriver par émission de photon Bremsstrahlung. Uniquement si l'émission est un photon de basse énergie, on peut espérer une reconstruction mais au prix d'une grande incertitude et d'un χ^2 grand. CMS a développé un algorithme dédié à la résolution de ce problème [78, 81, 82]. L'algorithme GSF (pour *Gaussian Sum Filter*) est capable de suivre les brusques changements de trajectoire grâce à son grand nombre de paramètres libres (plus d'une dizaine) et procure ainsi une bien meilleure estimation de l'impulsion des électrons. En contre-partie, cet algorithme est très gourmand en ressource (environ 200 ms par trace), et ne peut donc être utilisé que sur un nombre réduit de traces. Doit donc être introduite une pré-sélection.

Dans l'hypothèse d'un Bremsstrahlung négligeable, l'algorithme GSF reconstruit une trace et l'associe avec un bloc *particle-flow*. Si $E/p \simeq 1$, la trace est sélectionnée.

Au contraire pour un rayonnement Bremsstrahlung trop important, sont distingués deux effets :

- ▷ L'algorithme de reconnaissance de traces échoue lors d'un changement abrupt de trajectoire. La trace résultante contient alors un petit nombre de *hits*.
- ▷ L'algorithme de reconnaissance de traces reconstruit une trace, mais le χ^2 associé est grand.

Une sélection est appliquée en utilisant le nombre de *hits* et le χ^2. Après une interpolation GSF de seulement 5 paramètres libres (donc moins contraignante), le χ^2 est associé avec le rapport χ^2_{KF}/χ^2_{GSF}, le nombre de *hits* et le facteur de qualité du lien entre le dépôt d'énergie entre le ECAL et la trace en entrée d'un algorithme d'arbres de décision boosté.

Le candidat est considéré comme un électron si la sortie de l'algorithme est supérieure à une valeur donnée [82]. On retire ensuite les électrons reconstruits de la liste des blocs *particle-flow* disponibles pour la suite de l'algorithme.

4.2.1.7 Reconstruction des photons et hadrons neutres

A ce stade, il ne reste plus que les blocs *particle-flow* correspondants aux hadrons (chargés ou neutres), ainsi qu'aux photons. En préambule de la reconstruction, les liens crées par l'algorithme de liaison sont simplifiés. Si une trace est liée à plusieurs

agrégats dans le HCAL, seul le lien ayant la plus petite distance (ΔR, voir 4.2.1.4) est gardé. On procède de façon identique pour les liens dans le ECAL.

L'énergie des agrégats calorimétriques liés à une trace peut être très inférieure à l'impulsion de celle-ci, dans moins de 0.3 ‰ des cas. L'hypothèse de la présence d'un muon, ou d'une fausse trace, est privilégié si cette différence est supérieure à 3σ. Un algorithme spécialisé de reconstruction des muons permet d'identifier ces muons. La trace est considérée comme fausse et est supprimée des blocs *particle-flow* s'il n'y pas de présence de muon. Chaque trace restante donne lieu à la création de hadrons chargés *particle-flow*, dont l'impulsion et l'énergie sont mesurées directement depuis la trace. La reconstruction des jets possède sa propre section 4.2.3, plus détaillée.

Finalement, il ne reste que les blocs *particle-flow* qui n'ont aucune trace liée. Les photons *particle-flow* sont reconstruits à partir des agrégats dans le ECAL et les hadrons neutres *particle-flow* avec les agrégats du HCAL.

Pour alléger les notations, les particules *particle-flow* seront simplement appelées particules.

4.2.2 ISOLATION DES LEPTONS ET DES PHOTONS

L'isolation d'un lepton (muons et électrons) et des photons est une variable importante dans une analyse. Une particule est dite isolée si dans un cône de rayon donné autour d'elle, l'activité détecteur est faible. L'isolation relative du lepton est définie par la relation

$$I_\ell = \frac{\sum p_{\mathrm{T}}^{\text{hadrons chargés}} + \sum p_{\mathrm{T}}^{\text{hadrons neutres}} + \sum p_{\mathrm{T}}^{\text{photons}}}{p_{\mathrm{T}}^{\ell}}$$

où les sommes portent sur les particules contenues dans un cône de rayon ΔR centré autour du lepton. Ainsi, plus I tend vers 0, plus la particule est isolée. Suivant la saveur du lepton différentes tailles de cônes sont utilisées :

- ▹ $\Delta R = 0.4$ pour les muons
- ▹ $\Delta R = 0.3$ pour les électrons

Pour le calcul de l'isolation, il faut considérer les particules issues de l'interaction principale seulement et éliminer celles provenant de l'empilement. La méthode, appelée CHS, élimine les hadrons chargés issus de l'empilement. Cependant les hadrons neutres étant plus difficilement traitables, on doit appliquer des corrections supplémentaires. Dans le cas des muons, on applique les corrections «$\Delta\beta$» et les corrections de « surface effective» pour les électrons et les photons.

4.2.2.1 Corrections $\Delta\beta$

Une des conséquences de la symétrie d'isospin associée à l'interaction forte est l'apparition d'une relation, dans un premier temps empiriquement découverte, entre l'éner-

gie combinée des hadrons neutres et des photons issus de l'empilement et la moitié de l'énergie totale des hadrons chargées du de l'empilement.

$$\sum p_{\mathrm{T}}^{\text{hadrons neutres empilement}} + \sum p_{\mathrm{T}}^{\text{photons empilement}} \simeq 0.5 \sum p_{\mathrm{T}}^{\text{hadrons chargés empilement}} \tag{4.3}$$

En soustrayant donc cette quantité du calcul d'isolation et en vérifiant la positivité de l'énergie de la partie neutre, on obtient :

$$I_{\mu}^{\text{corrigé}} = \frac{\sum p_{\mathrm{T}}^{\text{hadrons chargés}} + \overbrace{\left(\sum p_{\mathrm{T}}^{\text{hadrons neutres}} + \sum p_{\mathrm{T}}^{\text{photons}} - 0.5 \sum p_{\mathrm{T}}^{\text{hadrons chargés } \textit{pile-up}}\right)}^{=0 \text{ si négatif}}}{p_{\mathrm{T}}^{\ell}}$$

On considère un muon comme isolé si $I_{\mu}^{\text{corrigé}} < 15\,\%$.

4.2.2.2 *Corrections à la surface effective*

La stratégie, pour cette correction, est tout d'abord de considérer la partie neutre de l'empilement correspondant à $\rho \times \mathrm{EA}$, où ρ est la densité d'énergie par unité de surface due à l'empilement dans l'évènement calculé avec l'algorithme `FastJet` [86] et EA la surface effective :

$$\mathrm{EA} = \frac{\alpha_{I,N_{\mathrm{vtx}}}}{\alpha_{\rho,N_{\mathrm{vtx}}}} \tag{4.4}$$

où $\alpha_{I,N_{\mathrm{vtx}}}$ est la pente de l'isolation définie par l'équation (4.3) en fonction du nombre N_{vtx} de vertex primaires et $\alpha_{\rho,N_{\mathrm{vtx}}}$ est la distribution de ρ en fonction du nombre de vertex N_{vtx}.

L'isolation corrigée est donc

$$I_{\mathrm{e}}^{\text{corrigé}} = \frac{\sum p_{\mathrm{T}}^{\text{hadrons chargés}} + \overbrace{\left(\sum p_{\mathrm{T}}^{\text{hadrons neutres}} + \sum p_{\mathrm{T}}^{\text{photons}} - \rho\, EA\right)}^{=0 \text{ si négatif}}}{p_{\mathrm{T}}^{\ell}}$$

On considère un électron comme isolé si $I_{\mathrm{e}}^{\text{corrigé}} < 6\,\%$. Cette valeur est plus faible que pour les muons en raison de la taille du cône plus faible également.

4.2.3 RECONSTRUCTION DES JETS

Le confinement lié à l'interaction forte implique que les quarks et gluons produits lors des collisions ne peuvent pas être observés directement. Lors de leur propagation, ils vont se combiner avec d'autres quarks pour former des hadrons. Cette succession d'hadronisations va induire la production d'une gerbe de hadrons. Formée principalement de hadrons, mais aussi de leptons, cette gerbe est appelée *jet*.

On dispose d'une description globale de l'événement, sous forme d'une liste de particules, grâce à l'algorithme de *particle-flow*. On va cependant utiliser des algorithmes

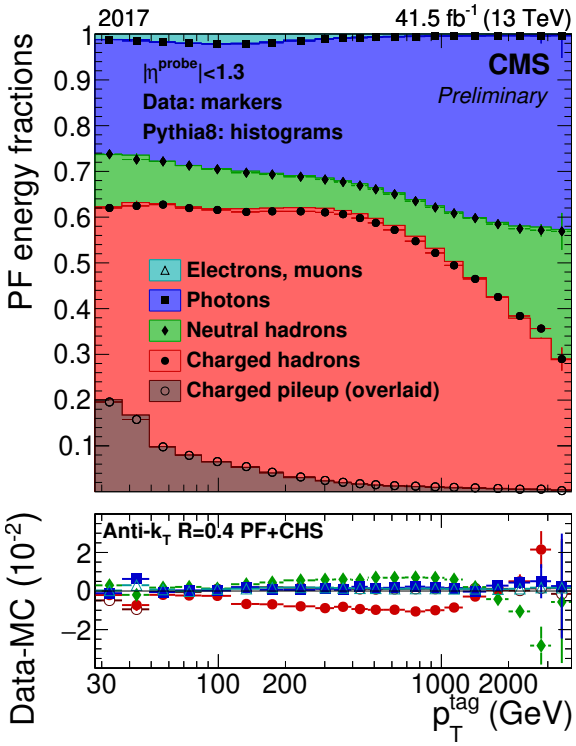


FIG. 4.3: Composition des jets reconstruits à l'aide de l'algorithme *anti-k_T* en fonction de p_{T} du jet avec un $\Delta R = 0.4$ dans des évènement dijet sur l'année 2017.

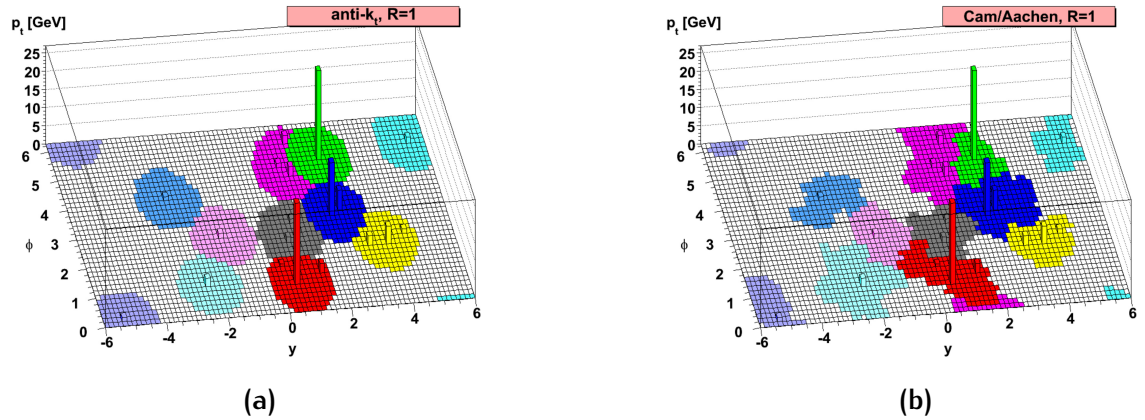
spécialisés qui vont parcourir la liste des particules, et former des agrégats suivant certains critères de distance entre les particules, différents selon les algorithmes. A CMS, deux types d'algorithmes sont principalement utilisés : l'algorithme *anti-k_T* [87] et l'algorithme *Cambridge-Aachen* (C-A) [88]. L'algorithme utilisé par défaut par la collaboration CMS est *anti-k_T*. La figure FIG.4.3 montre la composition d'un jet reconstruit avec l'algorithme *anti-k_T*. Lorsque que l'on veut étudier la sous-structure au sein d'un jet, c'est ce dernier que l'on va utiliser. Par exemple, dans le cas de la désintégration d'un boson W de très grande impulsion, les deux quarks peuvent être produits de façon très colinéaire, entraînant la reconstruction d'un seul gros jet, au lieu de deux.

En premier lieu, on supprime de la liste des particules les leptons isolés (voir 4.2.2) pour ne pas les agréger au sein d'un jet et produire un double comptage.

Les deux algorithmes itèrent sur la collection de particules, et tentent de construire un jet en associant les particules deux à deux. Pour ce faire, ils utilisent les quantités suivantes :

$$d_{ij} = \min\left(k_{T,i}^n, k_{T,j}^n\right) \frac{\Delta R_{ij}^2}{R^2}$$
$$d_{iB} = k_{T,i}^n$$

où $k_{T,i}$ est l'impulsion transverse de la particule i par rapport à l'axe du faisceau, ΔR_{ij} la distance entre i et j dans le plan (η, ϕ), et R une distance, choisie par l'utilisateur,



(a) (b)

FIG. 4.4: Reconstruction des jets dans le plan (η, ϕ) effectuée sur le même événement par l'algorithme anti-k_T (a) et par l'algorithme C-A (b), pour une distance $R = 1$ [87].

symbolisant la largeur du jet. Pour l'algorithme *anti-k_T*, on a $n = -2$, tandis que pour C-A, on a $n = 1$. d_{iB} est un estimateur de la distance entre la particule i et le faisceau.

La première étape consiste à estimer la valeur minimum d_{min} entre tous les d_{ij} et d_{iB}. Si $d_{ij} = d_{min}$ alors les 4-impulsions des objets i et j sont sommées dans un nouvel objet. Par récursion, on complète la liste. Si le minimum est obtenu pour d_{iB}, l'objet i est considéré comme un jet et est enlevé de la liste des particules. L'algorithme s'arrête lorsque toutes les particules au-dessus du seuil p_{T} minimum ont été agglomérées dans un jet.

La différence entre ces deux algorithmes réside dans la fonction de la distance entre particules à grouper. Pour *anti-k_T*, le poids de chaque paire est proportionnel à min $\left(1/k_{T,i}^2, 1/k_{T,j}^2\right)$, ce qui revient à fusionner les particules de grandes impulsions les plus proches en premier. Pour C-A, le poids est uniquement proportionnel à la distance entre les paires : les particules les plus proches sont fusionnées en premier. On peut voir sur la figure FIG.4.4 un exemple de reconstruction des jets sur un même événement par les deux algorithmes.

4.2.3.1 *Calibration des jets*

Nos algorithmes de reconstruction constituent notre meilleure approximation expérimentale des quarks et des gluons. Il est possible que des particules créées lors de l'hadronisation ne soient pas correctement agglomérées dans le jet. Cela peut être dû au fait que ces particules dévient trop de la trajectoire initiale du quark. De plus, bien que les détecteurs soient étalonnés pour reconstruire au mieux l'énergie des particules, la calibration reste estimée en moyenne et ainsi elle impacte la mesure de l'énergie des jets. Les jets doivent donc être étalonnés, c'est-à-dire que leur énergie doit être évaluée au mieux pour correspondre aux simulations avant d'être utilisés dans des analyses physiques. La résolution en p_{T} des jets est étudiée après calibration des jets sur des évènements dijet (voir la figure FIG.4.3), Z + jets. et γ + jets. Des facteurs correctifs sont calculés et fournis centralement au sein de la collaboration, pour tenir compte des dif-

férences entre les données et les simulations observées sur les mesures de la résolution [2].

4.2.4 ÉTIQUETAGE DES JETS ISSUS DE QUARKS b

A CMS, plusieurs algorithmes sont disponibles, permettant d'identifier les jets formés par un quark b (*b-tagging*, pour étiquetage des b). Nous allons présenter dans cette partie deux algorithmes.

L'algorithme CSVv2 (pour *Combined Secondary Vertex*) permet d'obtenir la probabilité qu'un jet soit de saveur lourde. Cet algorithme consiste en un réseau de neurones dit perception multicouche avec plusieurs couches cachées et un nombre de nœuds correspondant à deux fois le nombre de variables [89]. Les variables entraînées par le réseau de neurones sont liées au vertex secondaire. On peut noter la masse corrigée du vertex secondaire, nombre de traces liées au vertex secondaire, ... La liste exhaustive des variables est décrite dans [90]. Le réseau est entraîné sur des évènements multijets. Ils seront ensuite répartis en trois catégories :

- ▷ Un ou plusieurs vertex secondaires ont été reconstruits.
- ▷ Un vertex secondaire n'a pas été reconstruit mais le jet possède au moins deux traces avec un paramètre d'impact 2D d'une significance suffisante ainsi qu'une masse invariante supérieure de 50 MeV à la masse du K^0_S.
- ▷ Le reste des évènements.

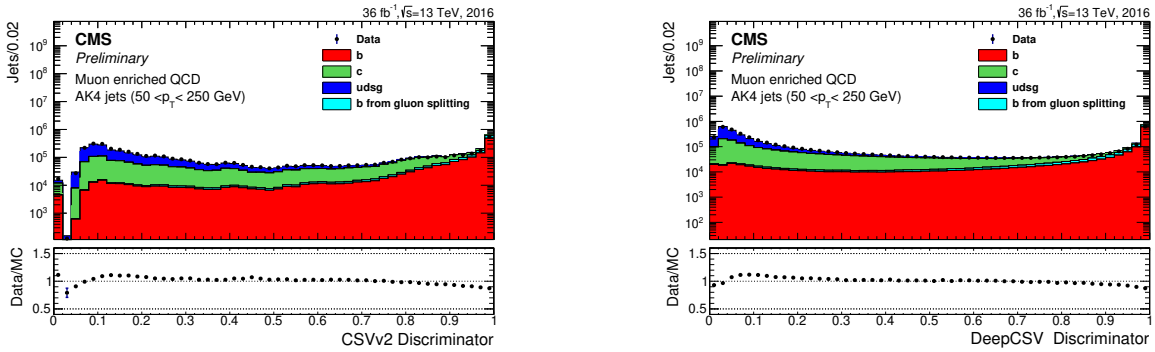
La figure Fig.4.5a, montre la distribution du discriminant permettant l'identification des jets issus de b. Elle est en moyenne plus proche de 1. Cette distribution pour les jets de c n'a pas de maximum clair et celui des jets légers est proche de 0. Cet algorithme performant permet une bonne discrimination des jets b par rapport aux saveurs légères mais moins par rapport à des jets de c.

Récemment les avancées de l'apprentissage profond (*deep learning* [91]) ont permis l'amélioration des algorithmes. L'algorithme DeepCSV est la version avancée du CSVv2. Cette version comporte quatre couches cachées de 100 nœuds interconnectés. L'entraînement est réalisé sur un mélange $\mathrm{t\bar{t}}$ et multijet. L'architecture du réseau de neurone profond est écrite avec les librairies Kera [92] et Tensor-Flow [93]. Le discriminant utilisé pour les jets issus de b est présenté à la figure Fig.4.5b.

La figure Fig.4.6a montre la probabilité d'une mauvaise identification d'un jet léger ou d'un c comme un jet de b en fonction de l'efficacité de sélection des jets de b pour les différents algorithmes utilisés dans la collaboration. Cette figure permet de bien choisir son algorithme en fonction des besoins de sa propre analyse.

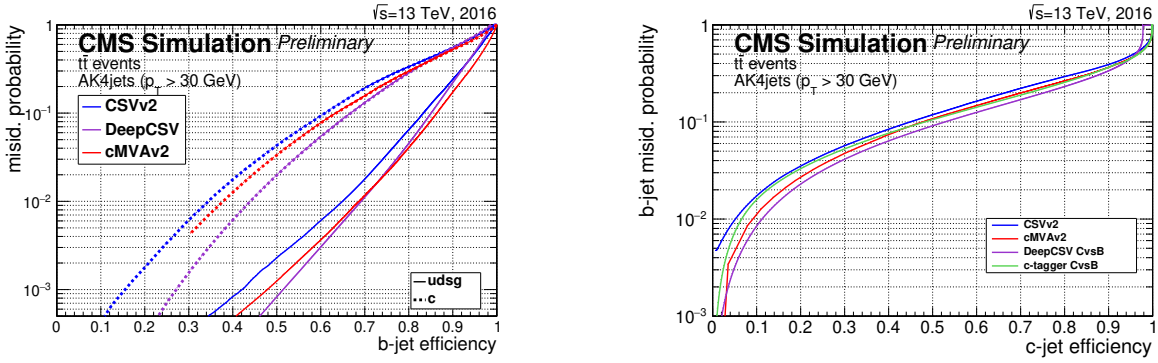
Les algorithmes d'identification sont entraînés sur des échantillons simulés pour obtenir les meilleures performances possibles et ne pas introduire de biais provenant

2 La résolution des jets obtenus dans les simulations est meilleure que celle des jets reconstruits sur les données.



(a) (b)

FIG. 4.5: Distribution des algorithmes de CSVv2 (a) et de DeepCSV (b).



(a) (b)

FIG. 4.6: Probabilité de mauvaises identifications en fonction de l'efficacité de sélection des jets de b (a), des jets de c (b) pour différents algorithmes [90].

de différences entre les données et les simulations. Les corrections sont extraites en utilisant la méthode dite de *tag and prob* [90] et un ajustement itératif [94]. Ces méthodes sont appliquées sur des évènements de données $Z + \text{jets}$. Le jet dont la saveur est estimée à l'aide de l'algorithme est utilisé comme étiquette et les autres jets comme des sondes. La distribution du discriminant dans les simulations est normalisée à celle observée dans les données.

4.2.5 ÉNERGIE TRANSVERSE MANQUANTE

Par rapport au repère conventionnel de CMS, les collisions se déroulent le long de l'axe z. L'impulsion initiale dans le plan (x, y) est donc nulle. Après reconstruction de l'évènement, le bilan doit rester nul en vertu de la conservation de l'impulsion. Un bilan non nul signifie que des particules n'ont pas été correctement reconstruites. Les neutrinos interagissent très peu avec la matière, il ne sont par conséquent jamais détectés et font partie de ces particules non reconstruites.

Pour quantifier cette perte d'énergie, on introduit le vecteur d'énergie transverse manquante $\not{p}_{\mathrm{T}}$ et l'energie transverse manquante (MET), sa norme, noté $\not{E}_{\mathrm{T}}$. A l'aide de l'algorithme de *particle-flow*, on définit le vecteur énergie transverse manquante comme l'opposé de la somme vectorielle des impulsions transverses de toutes les particules de l'événement. La résolution sur la mesure de $\not{E}_{\mathrm{T}}$ est très importante, puisque de nombreux modèles de nouvelle physique prédisent des particules qui interagissent peu voire pas avec la matière : l'énergie manquante est alors le seul moyen de pouvoir les mettre en évidence. Dans l'analyse de cette thèse, une résolution précise de $\not{E}_{\mathrm{T}}$ ne sera pas utilisée car le canal $\mathrm{t\bar{t}} \to \mathrm{b}\ell^{+}\nu_{\ell} + \bar{\mathrm{b}}\ell^{-}\bar{\nu}_{\ell}$ a déjà un très bon rapport signal sur bruit de fond.

4.3 CONCLUSION

Dans ce chapitre nous avons vu qu'il faut mettre en place une chaîne de simulation complète et performante pour confronter les données aux prédictions théoriques. La première étape de la chaîne est la réalisation d'une simulation physique. Elle comprend les phénomènes de collisions entre partons, radiations de gluons, hadronisation, désintégration des particules instables, l'évènement sous-jacent et les collisions multiples. De plus, une simulation précise du détecteur CMS est nécessaire pour simuler les réponses des différents sous-détecteurs aux particules produites.

Les signaux électriques fournis par le détecteur sont convertis en objets physiques. Le processus de reconstruction est commun aux simulations et aux données. Pour améliorer la résolution des différents objets reconstruits, on utilise l'algorithme *particle-flow* qui combine les informations fournies par les différents sous-détecteurs. On a également vu que plusieurs outils utilisent les résultats du *particle-flow*. Par exemple, l'algorithme de reconstruction des jets qui est central dans l'environnement hadronique qu'est le LHC. Les jets présentent une moins bonne résolution que les muons

ou les photons, ainsi d'importantes méthodes de calibrations sont déployées pour une mesure de l'énergie plus précise.

5 RECHERCHE D'UNE VIOLATION DE LA SYMÉTRIE DE LORENTZ AVEC CMS AU LHC

5.1 Reconstruction des évènements et identification des objets 108
5.2 Sélection des évènements 109
5.2.1 Sélection sur les chemins de déclenchement 109
5.2.2 Sélection hors-ligne 109
5.2.3 Reconstruction de la masse dilepton 111
5.3 Les bruits de fond 111
5.4 Corrections des simulations Monte-Carlo. 113
5.4.1 Corrections appliquées aux évènements 114
5.4.2 Pondérations dues à la reconstruction et identification des leptons 116
5.5 Comparaison données/simulations 119
5.5.1 Validation des coupures 119
5.5.2 Comparaison sur des observables 119
5.6 Test statistique et incertitudes systématiques 120
5.6.1 L'ajustement par maximum de vraisemblance 120
5.6.2 La méthode CL_s 123
5.6.3 Liste des incertitudes systématiques 124
5.6.4 Incertitudes dépendantes du temps 126
5.7 Extraction du signal 126
5.7.1 Mesure différentielle en fonction du temps 129
5.7.2 Mesure des paramètres $c_{\mu\nu}$ dans le SME 131
5.7.3 Impacts des incertitudes systématiques 133
5.7.4 Discussion 135

La dernière et principale étude présentée dans cette thèse est la recherche de la violation de la symétrie de Lorentz dans le secteur du quark t. Plus précisément, l'analyse cherche à mesurer le processus suivant en fonction du temps sidéral avec les données de CMS au LHC :

$$\mathrm{t\bar{t}} \to \mathrm{b}\ell^+\nu_\ell + \overline{\mathrm{b}}\ell^-\overline{\nu}_\ell \tag{5.1}$$

avec les couples de leptons $(\ell^+, \ell^-) = (\mathrm{e}^+, \mu^-)$ ou $(\ell^+, \ell^-) = (\mu^+, \mathrm{e}^-)$. Ce processus est le canal dilepton du processus $\mathrm{t\bar{t}}$ (présenté dans la section 2.1). L'analyse se focalise sur les données de 2016 et 2017, qui fournissent une luminosité de respectivement $\mathcal{L}^{2016} = 35.9\,\mathrm{fb}^{-1}$ et $\mathcal{L}^{2017} = 41.5\,\mathrm{fb}^{-1}$, soit une luminosité intégrée totale de $\mathcal{L} = 77.4\,\mathrm{fb}^{-1}$. Les données acquises en 2018, ainsi que les simulations qui les accompagnent, n'étaient pas disponibles lorsque j'ai commencé l'analyse et ne sont pas utilisées dans cette thèse.

On a montré dans le chapitre 2 que la violation de Lorentz dans ce secteur fournit un signal caractéristique : une oscillation de la section efficace de la production $t\bar{t}$ au cours du temps sidéral. Pour mesurer cette oscillation, on utilisera comme observable discriminante la masse dilepton (présentée dans la section 5.2.3) qui présente un bon pouvoir de discrimination entre signal et bruits de fond. La stratégie consiste à faire une comparaison entre la distribution de la masse dilepton dans le cas du Modèle Standard (distribution obtenue par simulation) et celle mesurée dans les données en fonction du temps sidéral, puis d'en extraire une valeur des coefficients $c_{\mu\nu}$ par analyse statistique.

Cette recherche se découpe en deux temps. Premièrement, il faut à partir de fichiers d'évènements bruts (données mesurées et simulations Monte-Carlo) fournis par la collaboration, faire une sélection des évènements intéressants. Cette étape, appelée chaîne d'analyse, est gérée par un logiciel développé par l'équipe CMS du CERN et utilisé à l'IP2I [95] codé en langage `C++` et `Python`. Après validation de la chaîne d'analyse, une étude statistique est produite pour extraire le signal. Il s'agit d'utiliser une méthode d'ajustement par maximum de vraisemblance. Cette procédure est réalisée à l'aide de l'outil de la collaboration CMS [96]. Les dernières mises à jour de l'analyse sont disponible dans l'*Analysis Note* [97].

5.1 RECONSTRUCTION DES ÉVÈNEMENTS ET IDENTIFICATION DES OBJETS

Au niveau du détecteur, le processus dilepton engendre des évènements dont les produits détectables sont de type électron, muon et quark b (voir figure Fig.5.1).

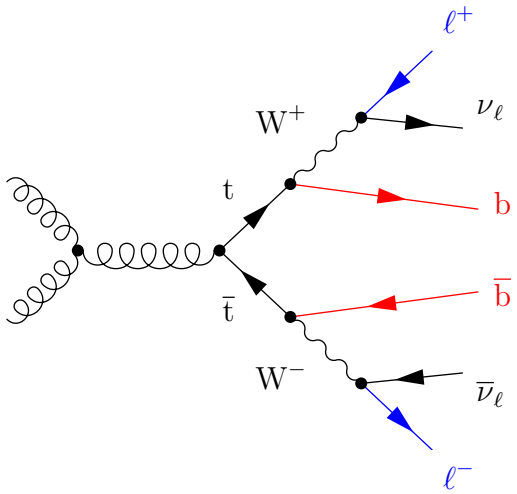


Fig. 5.1: Diagramme de Feynman du processus $t\bar{t}$ dans le canal dilepton. Les produits caractéristiques de ce canal portent les couleurs bleue pour les leptons et rouge pour les quarks b.

Pour discriminer le signal des autres processus de bruits de fond du Modèle Standard, une sélection sur les évènements est opérée. Cette sélection est présentée dans la section suivante. Cependant, malgré la sélection, certains processus produisent dans le détecteur un état final qui ressemble trop au signal et passent les critères de sélection. Il faut les prendre en compte et les soustraire à l'aide d'une analyse statistique. Une liste exhaustive des bruits de fond ainsi que leurs description est présentée dans la section suivante.

5.2 SÉLECTION DES ÉVÈNEMENTS

Pour sélectionner les évènements, la première étape est de ne retenir que ceux qui ont satisfaits les critères du système de déclenchement de haut niveau. Cette pré-sélection est dite « en ligne» (ou *online*). Après l'acquisition par le détecteur, on peut raffiner les critères en appliquant *a posteriori* une sélection plus forte. Il s'agit d'une sélection « hors-ligne» (ou *offline*). Ces deux sélections sont présentées dans les paragraphes suivant.

5.2.1 SÉLECTION SUR LES CHEMINS DE DÉCLENCHEMENT

La pré-sélection, tant pour l'année 2016 que 2017, contient des critères sur l'impulsion transverse minimale, la pseudo-rapidité, l'isolation et la compatibilité des traces avec le vertex primaire. On ne montre ici que les évènements qui passent des critères d'impulsions transverses minimales. Ces critères sont distincts dans le cas de déclencheurs de types double leptons (déclencheurs $\mathrm{e}\mu$ dans cette analyse) et les déclencheurs de types lepton seul. Le résumé de ces critères se trouve dans les tableaux Tab.5.1. Il est à noter que ces chemins de déclenchement de haut niveau s'appliquent par dessus des critères de déclenchement de niveau 1 moins restrictifs. L'ensemble des événements satisfaisant les critères de niveau 1 sont compris dans un lot de données appelé « lot de données premier» (*primary dataset*), qui est celui sur lequel le code d'analyse s'applique. Ces mêmes critères sont inclus dans les échantillons de simulation.

L'ensemble exhaustif des chemins de déclenchement de haut niveau utilisés dans l'analyse est donné dans l'annexe C.1.1.

5.2.2 SÉLECTION HORS-LIGNE

La première étape de la sélection consiste à ne garder que des évènements comportant un seul couple de leptons avec un électron et un muon. Pour cela, l'évènement est retenu si les deux leptons respectent un $\Delta R(\mathrm{e}, \mu) > 0.5$ pour éviter les chevauchements. Il doivent aussi avoir des charges électriques de signe opposé. Ensuite l'évènement retenu doit avoir au moins deux jets reconstruits de $p_{\mathrm{T}} > 30\,\mathrm{GeV}$ et $|\eta| < 2.4$, et

Déclenchement	p_T minimum requis	
	μ	e
double lepton	23 GeV	12 GeV
	8 GeV	23 GeV
lepton seul	24 GeV	
		27 GeV

(a) 2016

Déclenchement	p_T minimum requis	
	μ	e
double lepton	23 GeV	12 GeV
	8 GeV	23 GeV
lepton seul	27 GeV	
		35 GeV

(b) 2017

Tab. 5.1: Liste des critères de déclenchement de haut niveau utilisées dans cette analyse pour les années (a) 2016 et (b) 2017, appliqués dans les données et la simulation.

Critères	Muon	Électron
p_T^{lead} minimum	25 GeV	25 GeV
$p_T^{sublead}$ minimum	20 GeV	20 GeV
$\|\eta\|$ maximum	2.4	2.4 (écart EB/EE exclu[1])
Identification *particle-flow*	tight	tight
Isolation *particle-flow*	tight	tight

Tab. 5.2: Critères de sélection hors-ligne appliqués aux leptons.

parmi eux au moins au moins un jet étiqueté b.

Plus précisément, chaque particule est soumise à des critères de sélection dont certains sont présentés au chapitre précédent (chapitre 4). Pour les leptons, celui de plus haut p_T nommé dominant (ou *lead*) est sélectionné différemment du second lepton (*sublead*). Pour plus de précisions voir le tableau Tab.5.2.

Pour les jets, il est demandé que chaque évènement en comporte au moins deux dont un étiqueté b. De plus, il est demandé aux jets de répondre à une contrainte supplémentaire : la fraction en lepton du jet doit être inférieure à 0.80. On dit que ces jets passent le critère *tight + veto lepton* (voir figure Fig.5.3). Une correction à l'énergie des jets fournie par la collaboration est appliquée. Pour l'étiquetage des jets b, on utilise l'algorithme *DeepCSV* (présenté dans la section 4.2.4 du chapitre précédent) avec un critère lâche (*loose working point*). Ce critère demande une valeur de coupure de 0.2217 pour l'année 2016 et 0.1522 pour l'année 2017.

1 Dans le ECAL, l'écart entre le tonneau (EB) et le bouchon (EE) est exempt de zone de détection, on le retire donc pour la sélection.

Critères	Jets
p_{T} minimum	30 GeV
$\lvert\eta\rvert$ maximum	2.4
Identification *particle-flow*	tight + veto lepton
ΔR(jet,lepton) minimum	0.4

TAB. 5.3: Critères de sélection hors-ligne appliqués aux jets.

5.2.3 RECONSTRUCTION DE LA MASSE DILEPTON

La masse dilepton est une variable discriminante à partir de laquelle seront extraits les résultats. Elle est préférée à la masse transverse car l'utilisation de l'énergie transverse manquante dégraderait la discrimination signal sur bruit. En revanche, la masse dilepton est la meilleure variable car elle ne fait intervenir que des observables leptoniques donc bien mesurées. Elle est définie comme :

$$\begin{aligned} m^2_{\ell^-\ell^+} &= \left\| p_{\ell^-} + p_{\ell^+} \right\|^2 \\ &= m^2_{\ell^-} + m^2_{\ell^+} + 2(E_{\ell^-}E_{\ell^+} - \vec{p}_{\ell^-} \cdot \vec{p}_{\ell^+}) \end{aligned} \tag{5.2}$$

où les p_i représentent les 4-impulsions des produits de désintégration dileptonique de la paire $\mathrm{t\bar{t}}$.

5.3 LES BRUITS DE FOND

Malgré la sélection, d'autres processus du Modèle Standard sont toujours présents, ils sont appelés bruit de fond. Quelques diagrammes représentatifs de ces bruits de fond sont visibles sur la figure FIG.5.2. Une liste des échantillons utilisés dans l'analyse est présentée sous forme d'équation de réaction avec les sections efficaces associées dans la table TAB.5.4.

QUARK TOP SOLITAIRE Il s'agit du bruit de fond principal. Il est particulièrement représenté car la présence d'un quark t (respectivement $\mathrm{\bar{t}}$) engendrera un quark b (respectivement $\mathrm{\bar{b}}$) étiqueté avec l'algorithme DeepCSV (voir section 4.2.4). Il y a trois processus de top solitaire : t-channel, tW et s-channel déjà présentés dans la section 2.1 du chapitre 2. Le principal processus après sélection est le tW, en raison de la presence du t et du boson W qui peuvent donner chacun un lepton.

PROCESSUS TOP-ANTITOP + X (OU ttX) Ces processus sont explicitement parasites car ils produisent le même état final que $\mathrm{t\bar{t}}$. Ils portent en plus les produits de désintégration de la particule X qui est soit un $\mathrm{W}^{\pm}$ soit un Z.

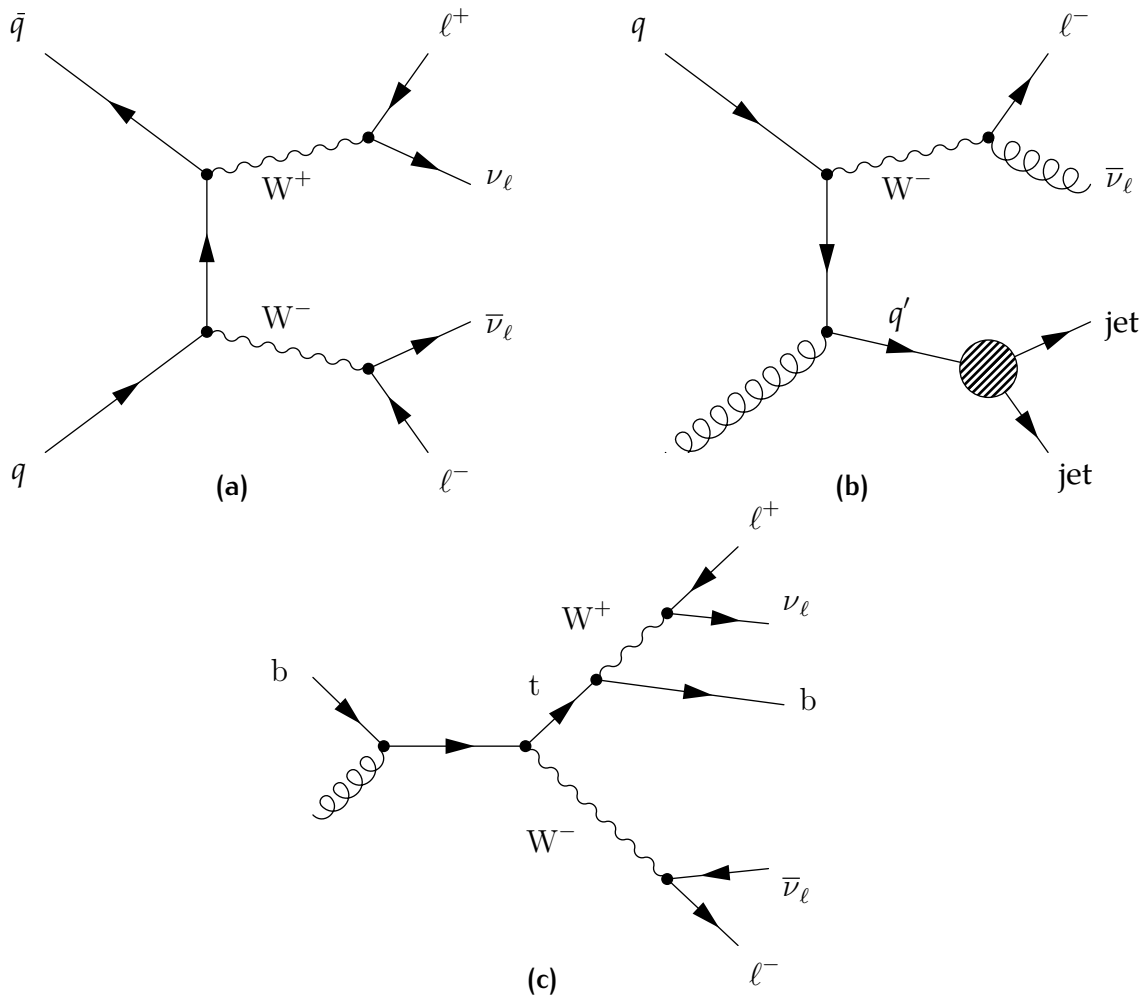


FIG. 5.2: Diagrammes de Feynman des processus de bruit de fond de (a) WW, (b) W + jets et (c) top solitaire dans le canal tW.

Type d'échantillons Monte-Carlo	Section efficace × BR (pb)
$t\bar{t} \to b\ell^+\nu_\ell + \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell$	89.05 (NNLO)
$t\bar{t} \to b\ell^+\nu_\ell + \bar{b}q\bar{q}'$ $\quad t\bar{t} \to \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell + bq\bar{q}'$	365.3 (NNLO)
$t\bar{t} \to bq\bar{q}' + \bar{b}q''\bar{q}'''$	380.11 (NNLO)
$t\bar{b} \to b\ell^+\nu_\ell + \text{jets}$	10.32 (NLO)
$tq \to b\ell^+\nu_\ell + \text{jets}$ $\quad t\bar{q} \to b\ell^+\nu_\ell + \text{jets}$	136.02 (NLO)
$\bar{t}q \to \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell + \text{jets}$ $\quad \bar{t}\bar{q} \to \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell + \text{jets}$	80.95 (NLO)
$tW^- \to b\ell^+\nu_\ell + \ell^+\nu_\ell$ $\quad tW^- \to b\ell^+\nu_\ell + \text{jets}$	35.5 (NNLO)
$\bar{t}W^+ \to \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell + \ell^-\bar{\nu}_\ell$ $\quad \bar{t}W^+ \to \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell + \text{jets}$	35.5 (NNLO)
$t\bar{t}W \to b\ell^+\nu_\ell + \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell + \ell\nu$ $\quad t\bar{t}W \to b\ell^+\nu_\ell + \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell + \text{jets}$	0.2043 (NLO)
$t\bar{t}W \to bq\bar{q}' + \bar{b}q''\bar{q}''' + \ell\nu$ $\quad t\bar{t}W \to bq\bar{q}' + \bar{b}q''\bar{q}''' + \text{jets}$	0.4062 (NLO)
$t\bar{t}Z \to b\ell^+\nu_\ell + \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell + \ell^+\ell^-$ $\quad t\bar{t}Z \to b\ell^+\nu_\ell + \bar{b}\ell^-\bar{\nu}_\ell + q\bar{q}$	0.2529 (NLO)
$t\bar{t}Z \to bq\bar{q} + \bar{b}q''\bar{q}''' + \ell^+\ell^-$ $\quad t\bar{t}Z \to bq\bar{q} + \bar{b}q''\bar{q}''' + q\bar{q}$	0.5297 (NLO)
$W^+W^- \to \ell^+\nu_\ell + \ell^-\bar{\nu}_\ell$	118.7 (NNLO)
$WZ \to \ell\nu + \ell^+\ell^-$	47.13 (NNLO)
$ZZ \to \ell^+\ell^- + \ell^+\ell^-$	16.523 (NNLO)
$W + \text{jets} \to \ell\nu + \text{jets}'$	0.4062 (NNLO)
$Z + \text{jets} \to \ell^+\ell^- + \text{jets}'$	6225.4 (NNLO)

TAB. 5.4: Liste des différents types d'échantillons Monte-Carlo ainsi que leur section efficace pondérée par leur facteur d'embranchement (BR).

DIBOSONS La production de paires de bosons vecteurs (WW, WZ, ZZ) peut représenter une source de bruit de fond non négligeable. Ils produisent des particules légères (comme les muons et les électrons) de charges opposées, ce qui est un critère de la sélection.

BOSON W + JETS Le $W^\pm$ peut être produit par annihilation d'une paire de quarks. Avec des jets additionnels provenant des corrections de QCD étiquetés à tort en b et les produits de désintégration du $W^\pm$ on peut obtenir un produit final similaire à $t\bar{t}$.

BOSON Z + JETS (OU DRELL-YAN) Le Drell-Yan est un processus dont la désintégration du Z^0 peut donner lieu à une paire $e^-\mu^+$ ou $e^+\mu^-$ si la saveur de l'un des deux leptons est incorrectement identifiée.

La liste exhaustive des échantillons de signal et de bruits de fond utilisés dans cette analyse pour l'année 2016 et 2017 est présentée en annexe C.1.2.

5.4 CORRECTIONS DES SIMULATIONS MONTE-CARLO

Certains écarts résiduels entre les données simulées et les données peuvent persister, car la modélisation de l'interaction matière est imparfaite et la réponse du détecteur est

idéalisée dans la simulation. Pour corriger cela on est amené à appliquer aux simulations des correctifs dits facteurs d'échelles (ou *scale factor*) sous formes de pondération sur les distributions d'évènements.

5.4.1 CORRECTIONS APPLIQUÉES AUX ÉVÈNEMENTS

PONDÉRATION DE L'EMPILEMENT Les données simulées sont générées avec un réglage de la quantité d'empilement pour chaque évènement. Or, la production de ces jeux de données simulées est souvent faite avant les mesures dans les données réelles. Afin de corriger la différence sur le profil d'empilement obtenu, un poids est appliqué aux événements simulés. Un exemple de différence de nombre d'empilement entre données observées et données simulées est visible dans la figure Fig.5.3.

PONDÉRATION DU DÉCLENCHEMENT Un facteur correctif SF (pour *Scale Factor*) est appliqué en raison d'une différence d'efficacité de déclenchement entre les données réelles et les simulées. Ces corrections sont calculées à partir d'échantillons spécifiques : les lots de données premier avec déclenchement de niveau 1 sur la MET (énergie transverse manquante) car il n'y qu'une faible corrélation entre les déclencheurs dilepton et les déclencheur de MET. L'efficacité est définie par [98]:

$$\epsilon = \frac{N_{\text{selection dilepton + MET + dilepton}}}{N_{\text{selection dilepton + MET}}} \tag{5.3}$$

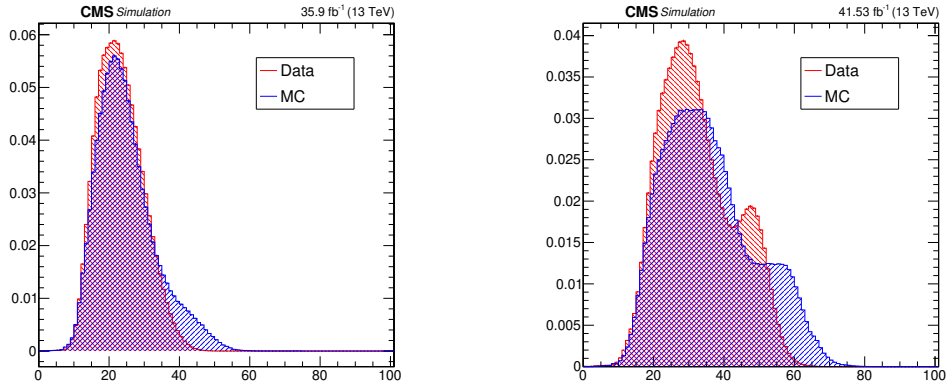
avec $N_{\text{selection dilepton + MET + dilepton}}$ le nombre d'évènements passant la sélection dilepton + le déclenchement MET + le déclenchement dilepton et $N_{\text{selection dilepton + MET}}$ le nombre d'évènements passant la sélection dilepton + le déclenchement MET seulement. Ainsi, les facteurs correctifs sont donnés par le rapport :

$$\text{SF} = \frac{\epsilon^{\text{data}}}{\epsilon^{\text{MC}}} \tag{5.4}$$

où ϵ^{MC} et ϵ^{data} représentent respectivement l'efficacité du déclenchement dans les simulations $\mathrm{t\bar{t}}$ et dans les données.

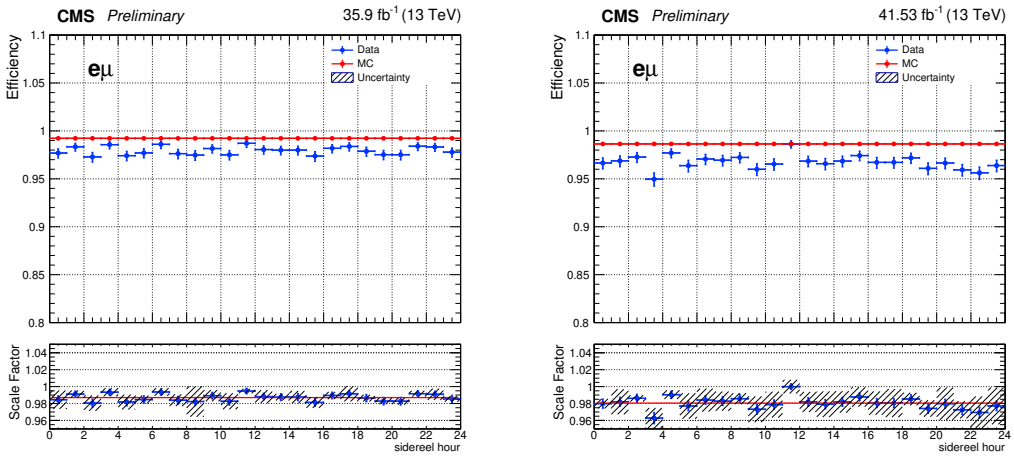
Dans cette étude, les facteurs correctifs des déclencheurs $\mathrm{e}\mu$ on été recalculés en fonction du temps sidéral. Les résultats sont présentés figure Fig.5.4 pour les années 2016 et 2017 et présentent une faible dépendance en temps sidéral.

POIDS MONTE-CARLO Selon le type de générateur créant les échantillons, les évènements générés peuvent posséder un poids dit « poids Monte-Carlo». Ce poids peut être positif ou négatif, suivant que les corrections aux ordres supérieurs de la QCD sont réelles ou virtuelles. Après sélection, un facteur correctif est appliqué pour corriger les évènements des échantillons.



(a) 2016 **(b)** 2017

Fig. 5.3: Nombre d'empilement des données observées et simulées normalisé à 1 pour le processus $t\bar{t}$ pour l'année (a) 2016 et (b) 2017, ramené à une luminosité de $\mathcal{L} = 1\,\text{fb}^{-1}$.



(a) 2016 **(b)** 2017

Fig. 5.4: Comparaison de l'efficacité des chemins de déclenchement $e\mu$ fonction du temps sidéral pour l'année (a) 2016 et (b) 2017. Les facteurs correctifs ainsi que leurs incertitudes sont également présentés.

5.4.2 PONDÉRATIONS DUES À LA RECONSTRUCTION ET IDENTIFICATION DES LEPTONS

EFFICACITÉ D'IDENTIFICATION ET D'ISOLATION DES MUONS ET DES ELECTRONS Des facteurs correctifs aux efficacités de reconstruction, identification et isolation des leptons sont déterminés. Ces corrections sont appliquées sous formes de poids individuellement pour chaque électron et muon. Ces facteurs dépendent du p_{T} et η de la particule (pour plus de précisions voir 4.2.2). A titre illustratif, les histogrammes des facteurs correctifs pour l'année 2017 de l'identification des électrons et des muons sont présentés respectivement figures Fig.5.6 et Fig.5.7. Le reste des facteurs correctifs pour l'isolation des muons et la reconstruction des électrons pour 2016 et 2017 est visible en annexe C.2.1.

CORRECTION DE L'EFFICACITÉ DE L'ÉTIQUETAGE b Des facteurs correctifs à l'efficacité de l'étiquetage b sont établies en fonction de la saveur du jet au niveau générateur, des propriétés cinématiques du jet et de la valeur de coupure utilisée (voir 5.2.2) [90]. Le taux de mauvaise identification est aussi corrigé.

La méthode utilisée dans cette analyse est l'utilisation d'un poids w sur les évènements.

$$w = \frac{\prod_{i=\text{tagged}} \mathrm{SF}_i \epsilon_i \quad \prod_{j\neq\text{tagged}} (1 - \mathrm{SF}_j \epsilon_j)}{\prod_{i=\text{tagged}} \epsilon_i \quad \prod_{j\neq\text{tagged}} (1 - \epsilon_j)} \tag{5.5}$$

où SF_i est le facteur correctif du jet i et ϵ_i l'efficacité de l'étiquetage b évaluée sur l'ensemble des échantillons Monte-Carlo de l'analyse. A titre illustratif, un histogramme des facteurs correctifs pour l'année 2017 avec l'algorithme DeepCSV est présenté à la figure Fig.5.8. Le reste des facteurs correctifs pour l'étiquetage c et l'étiquetage des jets légers pour 2016 et 2017 est visible en annexe C.2.2.

CORRECTION DE L'IMPULSION TRANSVERSE DU QUARK TOP Plusieurs analyses $\mathrm{t\bar{t}}$, au LHC, ont montré que la distribution du p_{T} du quark t est déplacée en moyenne vers de plus basses valeurs dans les données que dans les simulations. Dans cette analyse une correction proposée par la collaboration est effectuée. Il s'agit d'appliquer un poids aux évènements en fonction du p_{T} du quark t et en fonction du type de simulation utilisé. Dans notre cas, l'utilisation de simulations générées avec `POWHEG` et `Pythia8` implique une correction de type :

$$\mathrm{SF}(p_{\mathrm{T}}) = e^{0.0615 - 0.0005 p_{\mathrm{T}}} \tag{5.6}$$

où SF est le facteur correctif. La déduction de la valeur du facteur correctif est faite à partir du graphe présenté dans la figure Fig.5.5. La correction est dédiée uniquement aux échantillons de simulations $\mathrm{t\bar{t}}$ et se fait par l'application du poids w défini par :

$$w = \sqrt{\mathrm{SF}(p_{\mathrm{T}1})^2 + \mathrm{SF}(p_{\mathrm{T}2})^2} \tag{5.7}$$

où les indices 1 et 2 représentent les deux quarks t impliqués dans les évènements.

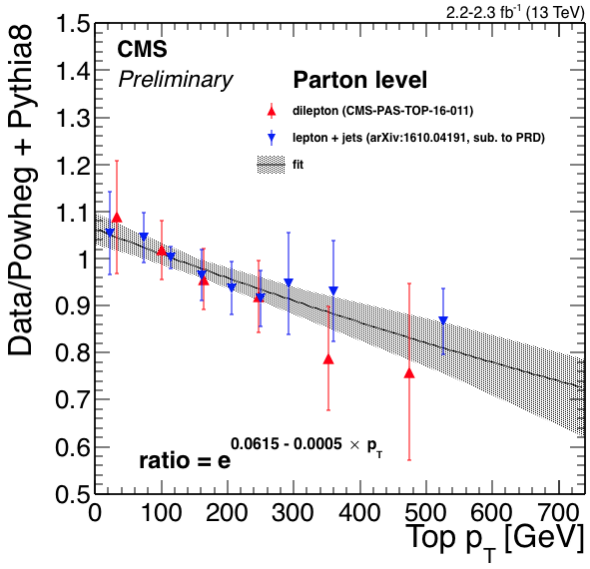


FIG. 5.5: Histogramme présentant l'écart en p_T dans les échantillons avec quark t avec la mesure dans les données.

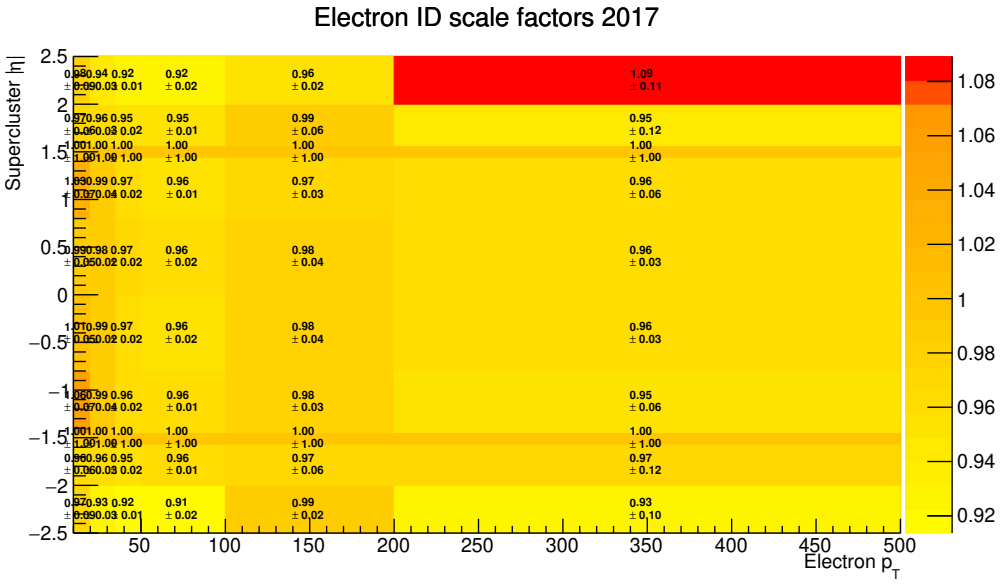


FIG. 5.6: Histogramme 2D des facteurs correctifs d'identification des électrons pour l'année 2017. L'abscisse est l'impulsion transverse p_T du jet considéré et l'ordonnée est sa pseudo-rapidité en valeur absolue $|\eta|$.

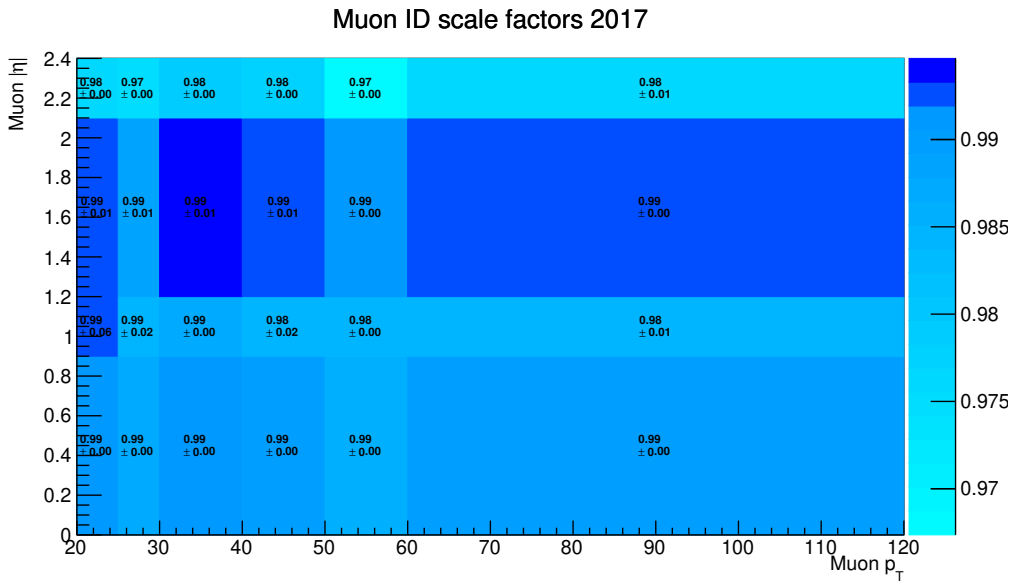


Fig. 5.7: Histogramme 2D des facteurs correctifs d'identification des muons pour l'année 2017. L'abscisse est l'impulsion transverse p_T du jet considéré et l'ordonnée est sa pseudo-rapidité en valeur absolue $|\eta|$.

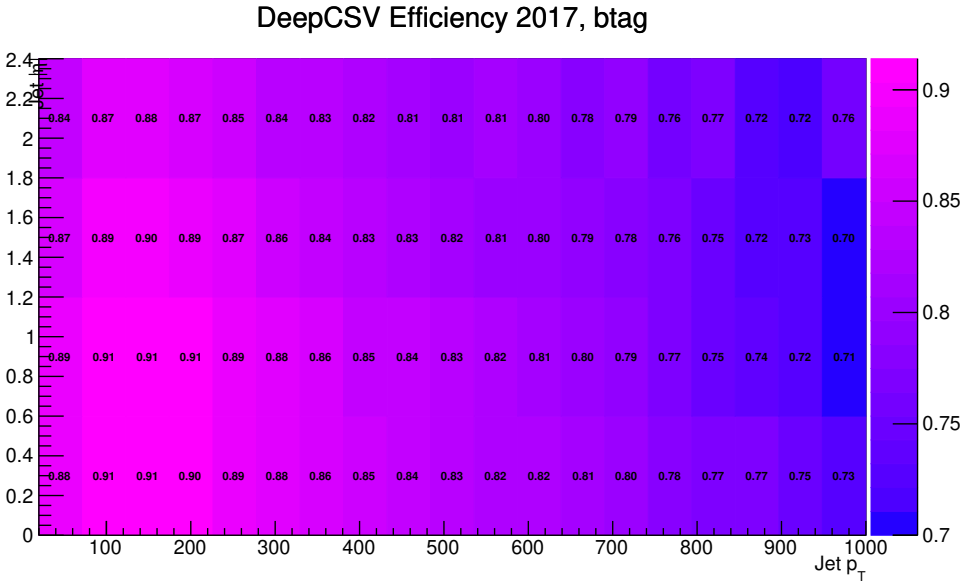


Fig. 5.8: Histogramme 2D de l'efficacité de l'étiquetage b avec l'algorithme DeepCSV pour l'année 2017. L'abscisse est l'impulsion transverse p_T du jet considéré et l'ordonnée est sa pseudo-rapidité en valeur absolue $|\eta|$.

5.5 COMPARAISON DONNÉES/SIMULATIONS

Pour valider la chaîne d'analyse, il est de rigueur d'utiliser des observables de contrôle. Il s'agit d'observables qui ne prennent pas explicitement en compte le paramètre caractéristique de notre analyse qu'est le temps sidéral.

5.5.1 VALIDATION DES COUPURES

Pour valider la sélection, on procède à un décompte du nombre d'évènements de chaque échantillon après chaque coupure. Ces décomptes sont présentés sous forme de tableaux appelés *cut-flow* pour l'année 2016 (Tab.5.9) et pour l'année 2017 (Tab.5.10). On peut visualiser l'efficacité de sélection avec une proportion d'évènements $t\bar{t}$ de ∼67 % après la sélection d'évènements comportant exactement deux leptons contre une proportion de ∼93 % après la sélection d'évènements comportant exactement deux leptons, au moins deux jets dont au moins un étiqueté b.

On voit une différence du nombre d'évènements entre les données et les simulations d'environ 10 % pour 2016 et 5 % pour 2017. Ce déficit observé dans les données est compatible avec ce qui a été observe dans d'autres analyses $t\bar{t}$ de CMS.

	2 leptons		2 jets		1 b-jet	
$t\bar{t}$ signal	231974	[66.8%]	182037	[90.5%]	172242	[93.5%]
TTX	1389	[0.4%]	1609	[0.8%]	537	[0.3%]
single top	21183	[6.1%]	9253	[4.6%]	8711	[4.7%]
dibosons	24656	[7.1%]	2011	[1.0%]	732	[0.4%]
V+Jets	68064	[19.6%]	6235	[3.1%]	2110	[1.1%]
total MC	347266	[100%]	201145	[100%]	184331	[100%]
total data					166037	

Fig. 5.9: Nombres d'évènements de tous les échantillons après chaque coupure pour l'année 2016.

5.5.2 COMPARAISON SUR DES OBSERVABLES

Dans le but de vérification de la chaîne d'analyse on peut également faire un tracé de la comparaison données/simulations pour différentes observables. Il est à noter que ces comparaisons ne doivent pas intégrer l'élément central de notre analyse qu'est le temps. En effet, ces comparaisons doivent servir de vérifications. Or, comme il le

	2 leptons		2 jets		1 b-jet	
$t\bar{t}$ signal	258747	[67.9%]	207186	[90.6%]	195837	[93.6%]
TTX	857	[0.2%]	686	[0.3%]	642	[0.3%]
single top	24808	[6.5%]	11372	[4.9%]	10068	[4.8%]
dibosons	27698	[7.3%]	2297	[1.0%]	665	[0.3%]
V+Jets	69124	[18.1%]	7206	[3.2%]	2167	[1.0%]
total MC	381234	[100%]	228746	[100%]	209379	[100%]
total data					199897	

Fig. 5.10: Nombres d'évènements de tous les échantillons après chaque coupure pour l'année 2017.

sera précisé dans la section 5.7, dans le but d'assurer une expérience en aveugle, les éléments caractéristiques de notre analyse doivent être évités lors des phases de tests.

La figure Fig.5.11 présente les comparaisons données/simulations de la masse dilepton pour l'année 2016 et 2017. Ces comparaisons sont dites *pre-fits* elle ne comporte donc que les incertitudes statistiques. Les incertitudes systématiques seront présentées puis évaluées dans la suite de ce chapitre.

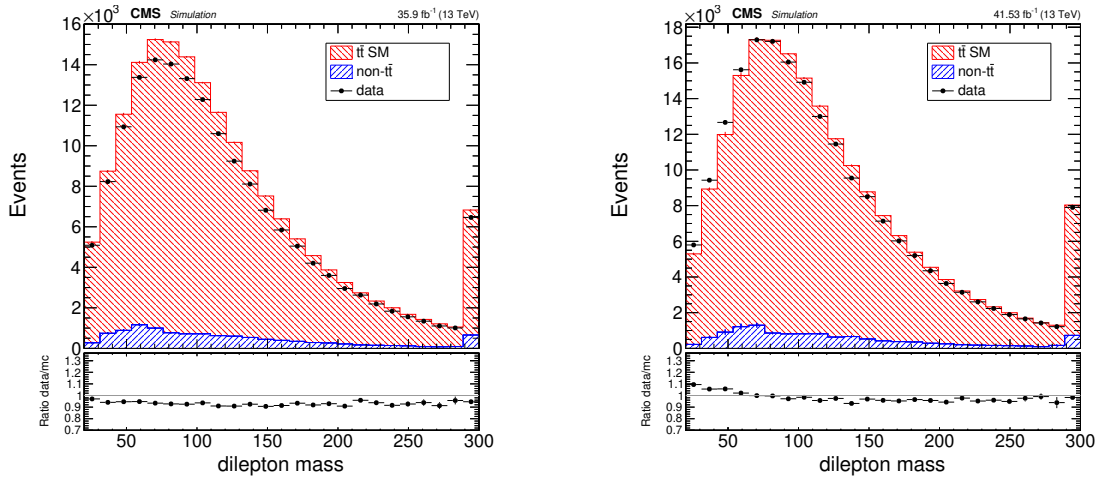
Un ensemble de comparaisons données/simulations sur d'autres observables est présenté dans l'annexe C.3.

5.6 TEST STATISTIQUE ET INCERTITUDES SYSTÉMATIQUES

L'étape finale de l'analyse consiste à déterminer la présence d'un signal ou non en fonction des observations. Autrement dit, évaluer la valeur des coefficients $c_{\mu\nu}$ ainsi que l'ensemble de leurs incertitudes. Pour cela, on va utiliser un estimateur statistique appelé maximum de vraisemblance (*maximum likelihood estimation*).

5.6.1 L'AJUSTEMENT PAR MAXIMUM DE VRAISEMBLANCE

Pour extraire le nombre total d'évènements de signal N_s, le test statistique consiste en une maximisation d'une fonction de vraisemblance $\mathfrak{L}$ définie comme produit des probabilités de Poisson $\mathfrak{P}(n_i|\rho_i(\mu,\vec{\vartheta}))$ d'observer n_i évènements dans chaque bin i de l'histogramme de la variable discriminante :



(a) 2016 **(b)** 2017

Fig. 5.11: Comparaison données/Monte-Carlo pour la masse dilepton pour l'année (a) 2016 et (b) 2017.

$$\mathfrak{L}(N_s, \vec{\vartheta}) = \prod_{i=0}^{N_{\text{bin}}} \mathfrak{P}(n_i, \rho_i(\mu, \vec{\vartheta})) \tag{5.8}$$

avec la distribution de Poisson :

$$\mathfrak{P}(n_i|\rho_i(\mu, \vec{\vartheta})) = \frac{\rho_i e^{-\rho_i}}{n_i!} \tag{5.9}$$

Cette distribution de Poisson est pilotée par la fonction de densité de probabilité $\rho_i(\mu, \vec{\vartheta})$ définie par :

$$\rho_i(\mu, \vec{\vartheta}) = \mu s_i(\vec{\vartheta}) + b_i(\vec{\vartheta}) \tag{5.10}$$

avec, pour chaque bin i, s_i le nombre d'évènements de signal et b_i le nombre d'évènement de bruit de fond. Chacun de ces nombres d'évènements est fonction d'un ensemble de paramètres contraints par des PDF : $\vec{\vartheta}$ nommés paramètres de nuisance (*nuisance parameter*) correspondant aux sources d'incertitudes présentées dans la section 5.6.3. La variation de ces paramètres peut induire une variation des nombres s_i et b_i. La dernière variable μ est le modificateur d'intensité du signal (*signal strength modifier*) fonction des nombres d'évènements observés et prédits et défini par :

$$\mu = \frac{N_{\text{observé}}}{N_{\text{predit}}} \tag{5.11}$$

C'est cette variable qui sert à l'ajustement du maximum de vraisemblance.

Dans notre cas, le modificateur μ est proportionnel aux coefficients $c_{\mu\nu}$. Ceci s'explique par le fait que les coefficients $c_{\mu\nu}$ est un facteur multiplicatif du nombre d'évènements de $\mathrm{t\bar{t}}$ additionnels par rapport au Modèle Standard. De plus, les termes quadratiques en $c_{\mu\nu}$ sont négligés ; on ne considère que les termes linéaires entre le Modèle

Standard et le SME. Ainsi, l'ajustement nous donnera directement l'estimation de la valeur des $c_{\mu\nu}$ ainsi que leurs incertitudes.

Pour l'évaluation des paramètres de nuisances, trois types d'incertitudes peuvent être décrites [99] :

INCERTITUDES DE NORMALISATION Ces incertitudes regroupent les contraintes de type facteurs multiplicatifs $\mathfrak{C}_{\text{facteurs}}(\vartheta, \tilde{\vartheta})$ appliqués sur le nombre d'évènements de signal ou de bruit de fond mais également les contraintes sur les incertitudes d'origine statistique $\mathfrak{C}_{\text{statistique}}(\vartheta, \tilde{\vartheta})$. Chacune de ces contraintes représente la probabilité que ce paramètre prenne la valeur ϑ, sachant que la meilleure estimation de ce dernier est $\tilde{\vartheta}$, obtenue par des mesures annexes.

Dans le premier cas, ces contraintes sont évaluées par des fonctions de densités de probabilités log-normales :

$$\mathfrak{C}_{\text{facteurs}}(\vartheta, \tilde{\vartheta}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\ln(1+x)}\frac{1}{\vartheta}\exp\left(-\frac{\ln^2(\vartheta/\tilde{\vartheta})}{2\ln^2(1+x)}\right) \tag{5.12}$$

où x est l'incertitude relative sur l'observable contrainte et $\tilde{\vartheta}$ est la meilleure estimation du paramètre de nuisance ϑ. La fonction log-normale a l'avantage de tendre vers 0 quand ϑ tend vers 0, contrairement à une gaussienne.

Dans le second cas, les incertitudes d'origine statistique sont évaluées par

$$\mathfrak{C}_{\text{statistique}}(\vartheta, \tilde{\vartheta}) = \frac{1}{\kappa\Gamma(\tilde{\vartheta}+1)}\left(\frac{\vartheta}{\kappa}\right)^{\tilde{\vartheta}}\exp\left(-\frac{\vartheta}{\kappa}\right) \tag{5.13}$$

où Γ est la fonction gamma d'Euler et κ le rapport attendu entre ϑ et $\tilde{\vartheta}$. La valeur de κ possède sa propre incertitude traitée comme une contrainte log-normale supplémentaire.

INCERTITUDES DE FORME Ces incertitudes systématiques sont basées sur un traitement des distributions des variables discriminantes avec un « morphing vertical» [100]. Pour chaque source d'incertitude, une distribution centrale (ou nominale) h_0 ainsi que des distributions normalisées à $\pm 1\sigma$ de l'incertitude $h^{\pm}$ sont produites. Pour traiter ces distributions par interpolation, un paramètre λ est ajouté au modèle de vraisemblance et les effets de plusieurs incertitudes de forme sont additifs.

Lors de la maximisation de la fonction $\mathfrak{L}$, est réalisée l'interpolation :

$$h(\vec{\lambda}) = h_0 + \sum_j \left(a(\lambda_j)h_j^+ + b(\lambda_j)h_j^0 + c(\lambda_j)h_j^-\right) \tag{5.14}$$

avec

$$a = \begin{cases} \lambda(\lambda+1)/2 & \text{pour } |\lambda| \leq 1 \\ 0 & \text{pour } \lambda < -1 \\ \lambda & \text{pour } \lambda > 1 \end{cases} \quad b = \begin{cases} -\lambda^2 & \text{pour } |\lambda| \leq 1 \\ -|\lambda| & \text{pour } |\lambda| > 1 \end{cases} \quad c = \begin{cases} \lambda(\lambda-1)/2 & \text{pour } |\lambda| \leq 1 \\ |\lambda| & \text{pour } \lambda < -1 \\ 0 & \text{pour } \lambda > 1 \end{cases}$$

INCERTITUDES STATISTIQUES SUR LE MONTE-CARLO Ces incertitudes statistiques sont gérées par la méthode Barlow-Beeston [101]. L'idée consiste en la création d'une pseudo-incertitude de forme en évaluant la variation de la quantité d'évènements dans chaque bin de la distribution de la variable discriminante. L'incertitude totale e_{tot} sur l'ensemble des processus p est déterminée par :

$$e_{\text{tot}}^2 = \sum_{i \in p}^{N_{\text{bin}}} e_i^2. \tag{5.15}$$

où $i \in p$ représente l'ensemble des bins i des différents processus. Dans notre analyse, on utilisera une méthode Barlow-Beeston dite *light*, pour laquelle l'incertitude statistique du Monte-Carlo est évaluée uniquement sur la sommes des évènements des différents processus (et non pour chaque processus individuel).

5.6.2 LA MÉTHODE CL_s

L'enjeu est maintenant d'estimer la meilleure concordance entre les résultats de l'analyse et l'hypothèse de bruit de fond uniquement ou l'hypothèse signal plus bruit de fond. En vertu du lemme de Neyman-Pearson [102], la meilleure concordance est obtenue par le test statistique de profil du rapport de vraisemblance (*profile likelihood ratio*) :

$$q_\mu = -2 \ln \left(\frac{\mathfrak{L}(\text{données}|\mu, \hat{\vec{\vartheta}}_\mu))}{\mathfrak{L}(\text{données}|\hat{\mu}, \hat{\vec{\vartheta}}_\mu)} \right) \quad \text{avec} \quad 0 \leq \hat{\mu} \leq \mu \tag{5.16}$$

avec « données» qui réfère aux quantités d'évènements n_i dans chaque bin i des distributions des variables discriminantes et $\hat{\vec{\vartheta}}_\mu$ l'ensemble des paramètres de nuisance qui maximisent $\mathfrak{L}$. Le maximum global de $\mathfrak{L}$ est atteint pour le couple $(\hat{\mu}, \vec{\vartheta}_\mu)$. Plus la valeur de q_μ est grande moins la valeur de μ est compatible avec les données. Finalement, on s'intéresse à la probabilité d'obtenir une valeur de q_μ plus élevée que la valeur q_μ^{obs}. En d'autres termes, réaliser une observation moins compatible avec l'hypothèse signal + bruit que celle effectivement réalisée et donnée par :

$$\text{CL}_{sb} = \int_{q_\mu^{\text{obs}}}^{+\infty} f(q_\mu|\mu, \hat{\vec{\vartheta}}_\mu) \mathrm{d}q_\mu \tag{5.17}$$

avec f la fonction de densité de probabilité de q_μ. Elle est obtenue en réitérant un tirage au sort de combinaisons de paramètres de nuisance et de μ.

L'interprétation est donc la suivante : une valeur de μ est considérée exclue avec un niveau de confiance α tel que $\alpha = 1 - \text{CL}_s$. Généralement on utilise un niveau de confiance de 95 %. Dans les cas les plus fréquents $\mu \simeq 0$, ainsi on a une approche qui amène à l'exclusion statistique de 5 % des analyses de physique. On contourne ce

problème en utilisant un ratio avec la probabilité de réaliser une observation moins compatible avec l'hypothèse b [103] définie par :

$$\mathrm{CL}_b = \int_{q_\mu^{\mathrm{obs}}}^{+\infty} f(q_\mu|0, \hat{\vec{\vartheta}}_0)\mathrm{d}q_\mu \tag{5.18}$$

On peut donc écrire ce ratio :

$$\mathrm{CL}_s = \frac{\mathrm{CL}_{sb}}{\mathrm{CL}_b} \tag{5.19}$$

Dans ce contexte, l'exclusion à 95 % de confiance est obtenue quand $\mathrm{CL}_s \leq 0.05$.

5.6.3 LISTE DES INCERTITUDES SYSTÉMATIQUES

Cette section présente l'ensemble des incertitudes systématiques d'intérêt pour cette analyse. Si certaines sont communes aux différentes analyses comme l'incertitude systématique sur les facteurs d'échelle, d'autres vont être spécifiques à notre analyse et aux produits finaux de notre processus. La liste exhaustive des incertitudes systématiques utilisée est répartie en deux groupes : les incertitudes systématiques dépendantes et indépendantes du temps.

5.6.3.1 Incertitudes indépendantes du temps

LUMINOSITÉ C'est l'incertitude qui provient de la mesure de la luminosité. Il s'agit de la partie de l'incertitude systématique qui ne dépend pas du temps, une fois que l'on a retranché à l'incertitude de luminosité totale les incertitudes de stabilité et linéarité. Elle affecte directement la section efficace. Elle est estimée à 1.27 % pour 2016 et 1.67 % pour 2017.

L'EMPILEMENT (*PILE-UP*) La section efficace de collision p-p utilisée pour la pondération des profils d'empilement est variée avec une incertitude de 4.5 %. L'incertitude est estimée à partir d'une analyse indépendante.

IDENTIFICATION DES ÉLECTRONS Cette incertitude est donnée par l'incertitude à $\pm 1\,\sigma$ des facteurs d'échelle de correction des Monte-Carlo pour l'identification des électrons. Une illustration est présentée figure Fig.5.12c.

RECONSTRUCTION DES ÉLECTRONS Cette incertitude est donnée par l'incertitude à $\pm 1\,\sigma$ des facteurs d'échelle de correction des Monte-Carlo pour la reconstruction des électrons.

IDENTIFICATION DES MUONS Cette incertitude est donnée par l'incertitude à $\pm 1\,\sigma$ des facteurs d'échelle de correction des Monte-Carlo pour l'identification des muons. Une illustration est présentée figure Fig.5.12d.

ISOLATION DES MUONS Cette incertitude est donnée par l'incertitude à $\pm 1\,\sigma$ des facteurs d'échelle de correction des Monte-Carlo pour l'isolation des muons.

ETIQUETTAGE DES QUARK BOTTOM Cette incertitude est donnée par l'incertitude des facteurs d'échelle de correction des Monte-Carlo pour l'étiquetage des jets b. Une illustration est présentée figure FIG.5.12a.

PONDÉRATION DU p_{T} DU QUARK TOP Le facteurs d'échelle de correction des Monte-Carlo sur le p_{T} du quark t permettent d'établir cette incertitude. Elle est définie comme l'écart généré sans et avec l'application de ces corrections sur les distributions des variables discriminantes.

NORMALISATION DES BRUITS DE FOND Pour chaque échantillon de bruit de fond on attribue une incertitude *a priori* sur sa mesure. Cette incertitude est contrainte au moment de l'étude statistique avec la méthode de Likelihood. Le détail des incertitudes relatives de ces échantillons est présenté dans le tableau TAB.5.5

ECHELLE D'ENERGIE DES JETS Pour déterminer l'incertitude due à la correction en énergie des jets (ou JEC pour *Jet Energy Correction*), on utilise des corrections fonctions de p_{T} et η. Ces corrections sont de l'ordre de quelques % pour les jets à haute énergie. Cette incertitude est calculée à partir d'un ensemble de sept sources :

- ▷ Somme totale des incertitudes d'empilement.
- ▷ Incertitude dépendance en η.
- ▷ Extrapolation en haut/bas p_{T}.
- ▷ Incertitude d'échelle (plate).
- ▷ Somme totale sur les deux sources précédentes.
- ▷ Somme sur toutes les incertitudes dans lesquelles l'échantillon complet est corrigé par les rapports données/simulations. Toutes les sources d'incertitudes sont considérées sauf celles impliquant l'empilement.
- ▷ Somme de toutes les incertitudes ajoutées en quadrature, à l'exception de toute incertitude impliquant les saveurs de particules ou le temps.

Pour l'estimation de l'incertitude de chaque source, la simulation est exécutée en faisant varier les 4-moments des jets corrigés vers le haut et vers le bas. L'incertitude de chaque terme est incluse comme paramètre de nuisance dans le Likelihood.

PARAMÈTRE HDAMP Un paramètre *ad-hoc*, nommé hdamp, a été introduit par la collaboration pour corriger la différence entre l'impulsion transverse calculée par `POWHEG` et la valeur de l'impulsion transverse du quark t calculée au NNLO [104]. Au moyen de simulations on estime l'incertitude sur ce paramètre à l'aide de variations vers le haut et vers le bas par rapport à sa valeur nominale $hdamp = 1.379^{+0.926}_{-0.5052} m_{\mathrm{t}}$ où m_{t} est la masse du quark top.

EVÈNEMENT SOUS-JACENTS Lors d'une collision, les quarks spectateurs, qui ne participent pas à l'interaction dure, vont s'hadroniser. L'incertitude associée à notre

modélisation de ce phénomène est estimée en utilisant des simulations dédiées de POWHEG et PYTHIA 8 avec des variations vers le haut et vers le bas des paramètres de l'évènement sous-jacent.

MASSE DU QUARK TOP Dans l'échantillon par défaut, la masse du quark t est de 172.5 GeV. On estime l'incertitude sur sa masse en utilisant deux échantillons : l'un avec $m_{\mathrm{t}} = 175.5\,\mathrm{GeV}$, l'autre avec $m_{\mathrm{t}} = 169.5\,\mathrm{GeV}$.

STATISTIQUES DES ÉCHANTILLONS SUR LE MONTE-CARLO Ces incertitudes correspondent à l'incertitude dans chaque bin liée aux nombres d'évènements. Dans notre analyse, l'incertitude est faible devant les incertitudes systématiques. Comme observé dans les distributions des figures Fig.5.11b et Fig.5.11a, les bruits de fond n'ont qu'une influence mineure sur la mesure avec un rapport signal sur bruit $\sim$8 %.

Un ensemble d'histogrammes présentant les incertitudes systématiques pour 2016 et 2017 est présent dans l'annexe C.4.

5.6.4 INCERTITUDES DÉPENDANTES DU TEMPS

Les incertitudes dépendantes du temps représentent le point crucial de notre analyse. En effet, la précédente étude sur la mesure des coefficients du SME dans le secteur du quark top faite au sein de la collaboration DØ [38] ne comporte pas ce type d'incertitudes. On peut également citer le fait que l'expérience de la collaboration LHCb sur la mesure de la violation de Lorentz avec l'oscillation de méson B neutre [105], n'a pas non plus effectué d'analyse en temps.

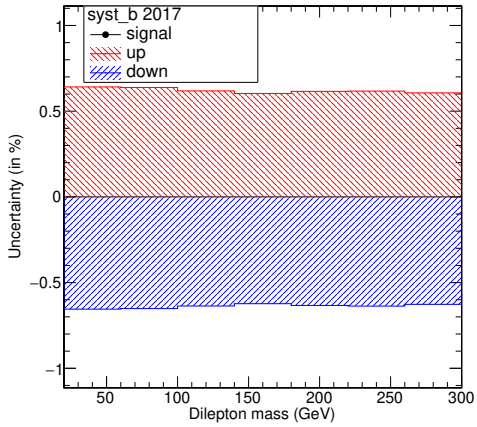
STABILITÉ DE LA LUMINOSITÉ Plusieurs luminomètres de CMS peuvent faire une mesure de la luminosité comme vue dans le chapitre 3 (section 3.3). Cette incertitude estime l'accord entre les mesures de luminosité par les différents luminomètres sur une année.

LINÉARITÉ DE LA LUMINOSITÉ Cette incertitude estime la linéarité de la réponse des luminomètres au cours du temps.

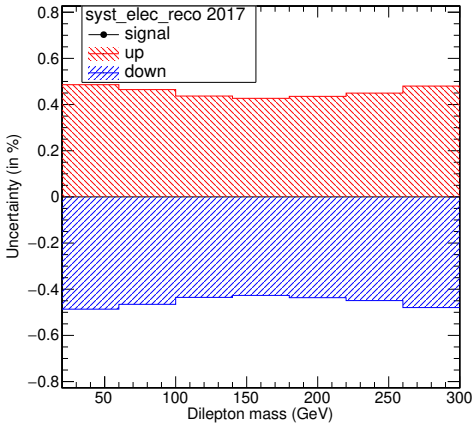
DÉCLENCHEUR ÉLECTRON-MUON On a vu que les facteurs correctifs à l'efficacité des déclencheurs $\mathrm{e}\mu$ ont été estimé, dans cette analyse, dépendante du temps. C'est l'erreur à 1 σ sur ces facteurs correctifs qui est prise comme incertitude systématique. Cette incertitude est présentée sur la figure Fig.5.4.

5.7 EXTRACTION DU SIGNAL

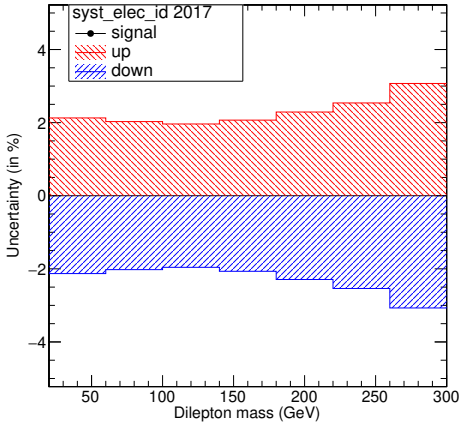
Comme dans le cas de notre travail phénoménologique (chapitre 2), les résultats temporaires de cette analyse sont obtenus dans les conditions d'un test Asimov. Ce



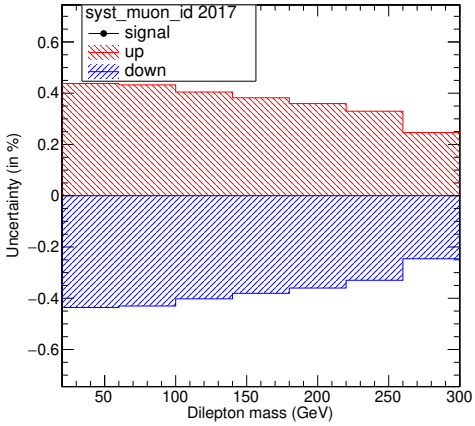
(a) incertitude sur l'étiquetage des b



(b) incertitude sur la reconstruction des e



(c) incertitude sur l'identification des e

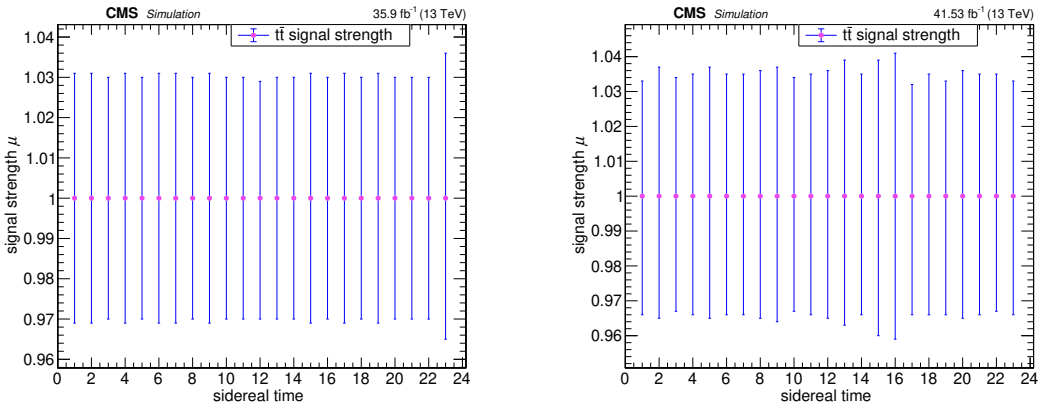


(d) incertitude sur l'identification des μ

Fig. 5.12: Tracé des incertitudes systématiques pour l'année 2017 avec (a) étiquetage des b, (b) reconstruction des électrons, (c) identification des électrons et (d) identification des muons sur la masse dilepton de l'échantillon Monte-Carlo $t\bar{t}$. Chaque histogramme présente des incertitudes relatives.

Source	Type	Valeurs 2016	Valeurs 2017
Luminosité (indépendante du temps)	Norme	1.27 %	1.67 %
$\mathrm{t\bar{t}}$ (Modèle Standard)	Norme	10 %	
$\mathrm{tt}X$	Norme	20 %	
t solitaire	Norme	30 %	
Dibosons	Norme	30 %	
$\mathrm{W}^{\pm}$+ jets	Norme	30 %	
Drell-Yan	Norme	20 %	
Pondération du p_{T} du quark t	Forme	$\pm 1\sigma(\eta, p_{\mathrm{T}})$	
Identification des électrons	Forme	$\pm 1\sigma(\eta, p_{\mathrm{T}})$	
Reconstruction des électrons	Forme	$\pm 1\sigma(\eta, p_{\mathrm{T}})$	
Identification des muons	Forme	$\pm 1\sigma(\eta, p_{\mathrm{T}})$	
Isolation des muons	Forme	$\pm 1\sigma(\eta, p_{\mathrm{T}})$	
Étiquetage du b	Forme	$\pm 1\sigma(\eta, p_{\mathrm{T}})$	
Empilement	Forme	$\pm 1\sigma(\eta, p_{\mathrm{T}})$	
Correction en énergie des jets	Forme	$\pm 1\sigma(\eta, p_{\mathrm{T}})$	
Paramètre hdamp	Forme	$\pm 1\sigma(\eta, p_{\mathrm{T}})$	
Évènement sous-jacent	Forme	$\pm 1\sigma(\eta, p_{\mathrm{T}})$	
Masse du quark t	Forme	$\pm 1\sigma(\eta, p_{\mathrm{T}})$	
Statistiques des Monte-Carlo			
Dépendante du temps			
Stabilité de la luminosité	Forme	$\pm 1\sigma(t)$	
Linéarité de la luminosité	Forme	$\pm 1\sigma(t)$	
Déclenchement $\mathrm{e}\mu$	Forme	$\pm 1\sigma(t)$	

Tab. 5.5: Incertitudes systématiques incluses dans l'ajustement



(a) 2016 **(b)** 2017

Fig. 5.13: Mesure différentielle de l'intensité du signal μ de la masse dilepton au cours du temps sidéral pour l'année (a) 2016 et (b) 2017, dans la simulation (lot de données Asimov)

test définit une expérience idéale où le signal est le Modèle Standard seul, donc $c_{\mu\nu} = 0$ par définition.

Un tel test est demandé par la collaboration CMS pour pouvoir construire une analyse en aveugle. La levée de cette procédure d'« aveuglement» (en anglais *unblinding*) est accordée par la collaboration CMS après validation de l'analyse. Une telle procédure étant longue (parfois plusieurs mois), l'*unblinding* n'a pu être accordé au moment de la rédaction de ce mémoire. Les résultats présentés seront donc systématiquement en contexte de test Asimov.

5.7.1 MESURE DIFFÉRENTIELLE EN FONCTION DU TEMPS

Une première étape avant d'effectuer la mesure des $c_{\mu\nu}$ est l'ajustement au cours du temps sidéral de la masse dilepton. Le but, lorsqu'on effectuera l'analyse dans les données, est de pouvoir observer la variation du nombre d'évènements $t\bar{t}$ en fonction du temps sidéral. Dans cette mesure, on mesure l'intensité du signal μ défini comme le rapport du nombre d'évènements du processus $t\bar{t}$ des données observées sur le nombre d'évènements $t\bar{t}$ prédit par le Modèle Standard :

$$\mu = \frac{N_{t\bar{t}\text{ observé}}}{N_{t\bar{t}\text{ Modèle Standard}}} \tag{5.20}$$

L'ajustement est fait en fonction des heures sidérales. Les incertitudes systématiques, à la différence des μ, sont toutes corrélées entre les bins de temps.

Un tracé de cette mesure différentielle pour la masse dilepton est donnée en figure Fig.5.13. Les corrections temporelles dues au déclencheur $e\mu$ et aux mesures de luminosité montrent une différence de l'erreur sur μ au cours du temps, qui s'explique par les valeurs des tableaux Tab.5.6 pour 2016 et Tab.5.7 pour 2017.

Heure sidérale	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Incertitude ↑	0.031	0.031	0.03	0.031	0.03	0.031	0.031	0.03	0.031	0.03	0.03	0.029
Incertitude ↓	0.031	0.031	0.03	0.031	0.03	0.031	0.031	0.03	0.031	0.03	0.03	0.03
	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
Incertitude ↑	0.03	0.03	0.031	0.03	0.031	0.03	0.031	0.03	0.03	0.03	0.036	0.03
Incertitude ↓	0.03	0.03	0.031	0.03	0.031	0.03	0.031	0.03	0.03	0.03	0.035	0.03

TAB. 5.6: Valeur des incertitudes sur la mesure différentielle de l'intensité du signal μ en 24 heures sidérales pour l'année 2016 en test Asimov.

Heure sidérale	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Incertitude ↑	0.033	0.037	0.034	0.035	0.037	0.035	0.035	0.036	0.037	0.034	0.035	0.036
Incertitude ↓	0.034	0.035	0.033	0.034	0.035	0.034	0.034	0.035	0.036	0.033	0.034	0.035
	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
Incertitude ↑	0.039	0.035	0.039	0.041	0.032	0.035	0.033	0.036	0.035	0.035	0.033	0.037
Incertitude ↓	0.037	0.034	0.04	0.041	0.034	0.034	0.034	0.035	0.034	0.033	0.034	0.035

TAB. 5.7: Valeur des incertitudes sur la mesure différentielle de l'intensité du signal μ en 24 heures sidérales pour l'année 2017 en test Asimov.

Avec une mesure inclusive, on a une estimation moyenne de $\mu^{2016} = 1^{+0.029}_{-0.028}$(stat+syst) et $\mu^{2017} = 1^{+0.029}_{-0.028}$(stat+syst).

5.7.2 MESURE DES PARAMÈTRES $c_{\mu\nu}$ DANS LE SME

L'étape finale de cette analyse est la mesure des coefficients de Wilson $c_{\mu\nu}$. Pour rappel ces coefficients sont présentés dans la section 1.4 du chapitre 1 et définissent l'amplitude d'oscillation de la section efficace du processus $\mathrm{t\bar{t}}$ par l'équation :

$$\sigma_{\mathrm{SME}} = (1 + f(t))\sigma_{\mathrm{SM}}$$

avec $f(t)$ la fonction d'oscillation. Le test Asimov impliquera une mesure dans laquelle les fausses données issues de la simulation n'incluent pas de signal, donc $c_{\mu\nu} = 0$, par définition. Le but de cette étude est donc d'estimer l'incertitude attendue $\Delta c_{\mu\nu}$ sur la mesure des différents coefficients de Wilson.

Cette mesure évalue par ajustement la valeur de l'intensité du signal μ simultanément sur tous les bins de temps. En utilisant la densité de probabilité de Poisson ρ présentée dans l'équation (5.10), on a dans le cadre de l'analyse :

$$\rho = \mu\mathcal{S} + \mathcal{B} \tag{5.21}$$

où $\mathcal{S}$ est l'histogramme de la masse dilepton du SME et $\mathcal{B}$ l'histogramme de la masse dilepton du Modèle Standard. Par rapport au signal du Modèle Standard l'oscillation générée par le SME implique une densité de probabilité qui peut prendre des valeurs négatives. Le programme de CMS ne pouvant traiter de tels cas nous avons dû créer un modèle physique propre à l'analyse. Nous avons construit un modèle de type :

$$\rho = \mu\left(\mathcal{S} + \mathcal{B}\right) + \left(1 - \mu\right)\mathcal{B} \tag{5.22}$$

Ceci permet d'assurer une densité de probabilité positive grâce à l'histogramme $\mathcal{S} + \mathcal{B}$ positif quelque soit μ entre 0 et 1.

Comme expliqué dans la section 5.6.1, les coefficients $c_{\mu\nu}$ sont proportionnels au paramètre μ. On aura donc pour extraire la valeur finale des coefficients de Wilson :

$$c_{\mu\nu} = \alpha\mu \tag{5.23}$$

avec α la valeur de l'amplitude de l'oscillation temporelle choisie pour construire le signal théorique à ajuster.

Avec un test Asimov, l'ajustement par maximum de vraisemblance a été effectué en utilisant comme variable discriminante la masse dilepton pour les années 2016 et 2017. Les histogrammes utilisés pour l'extraction du signal sont des histogrammes dans lesquels on a réparti la masse dilepton sur 24 bins représentant pour chacun une heure sidérale. Un exemple de ces histogrammes est présenté dans la figure Fig.5.14.

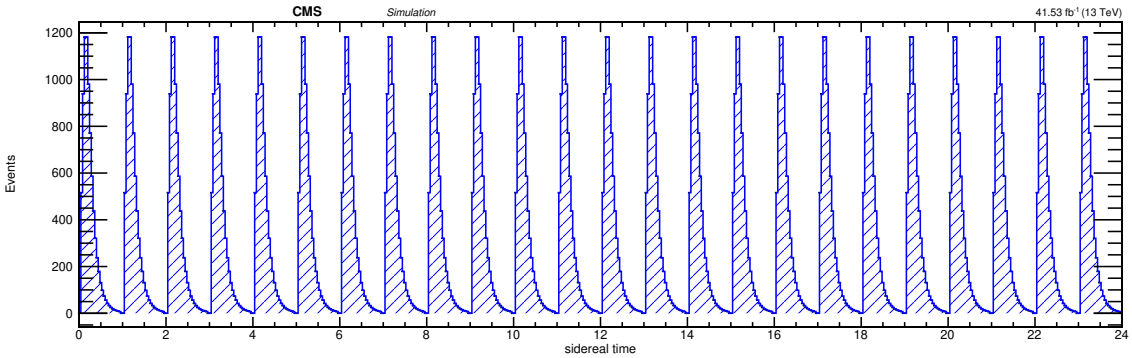


Fig. 5.14: Histogramme accolé présentant la masse dilepton provenant du processus $t\bar{t}$ du Modèle Standard pour l'année 2017.

Le tableau Tab.5.8 présente ces mesures pour l'ensemble des coefficients de Wilson du SME que nous avons identifié au chapitre 1 :

Coefficient de Wilson	LHC - Run II 2016	LHC - Run II 2017	Étude phénoménologique [53]
Δc_{LXX}	2.51×10^{-4}	2.32×10^{-4}	7×10^{-4}
Δc_{LXY}	2.54×10^{-4}	2.32×10^{-4}	7×10^{-4}
Δc_{LXZ}	0.92×10^{-3}	0.85×10^{-3}	3×10^{-3}
Δc_{LYZ}	0.94×10^{-3}	0.86×10^{-3}	3×10^{-3}
Δc_{RXX}	0.87×10^{-3}	0.81×10^{-3}	3×10^{-3}
Δc_{RXY}	0.88×10^{-3}	0.81×10^{-3}	3×10^{-3}
Δc_{RXZ}	0.32×10^{-2}	0.29×10^{-2}	1×10^{-2}
Δc_{RYZ}	0.32×10^{-2}	0.29×10^{-2}	1×10^{-2}
Δc_{XX}	0.35×10^{-3}	0.33×10^{-3}	1×10^{-3}
Δc_{XY}	0.36×10^{-3}	0.33×10^{-3}	1×10^{-3}
Δc_{XZ}	1.29×10^{-3}	1.19×10^{-3}	4×10^{-3}
Δc_{YZ}	1.31×10^{-3}	1.21×10^{-3}	4×10^{-3}
Δd_{XX}	1.95×10^{-4}	1.81×10^{-4}	6×10^{-4}
Δd_{XY}	1.97×10^{-4}	1.81×10^{-4}	6×10^{-4}
Δd_{XZ}	0.71×10^{-3}	0.66×10^{-3}	2×10^{-3}
Δd_{YZ}	0.72×10^{-3}	0.67×10^{-3}	2×10^{-3}

Tab. 5.8: Mesure de la limite des coefficients $c_{\mu\nu}$, avec test Asimov, pour l'année 2016 et 2017. Les prédictions de l'étude phénoménologique présentées dans le chapitre 2, sont aussi données.

Le premier constat est l'amélioration de la précision de chaque coefficient par rapport à la précision établie par notre travail phénoménologique présenté au chapitre 2. Les raisons de cette amélioration sont présentées dans la section 5.7.4 (section Discussion). Avec une étude sur l'année 2018 et une combinaison des précisions, l'erreur sur ces coefficients pourra être améliorée. Confirmant la proposition de l'étude phénoménologique, ce travail de recherche permet de conclure à une augmentation significative de la précision sur les mesures des coefficients de Wilson du SME dans le secteur du quark t par rapport à la première étude menée par l'expérience DØ [38].

5.7.3 IMPACTS DES INCERTITUDES SYSTÉMATIQUES

Pour pouvoir mettre en évidence l'intégrité de l'ajustement, on étudie l'impact des paramètres de nuisance sur le modificateur d'intensité du signal μ. μ étant pour rappel, dans cette analyse, proportionnel aux coefficients de Wilson $c_{\mu\nu}$. Dans la suite on parlera de μ ou des coefficients $c_{\mu\nu}$ sans distinction.

L'impact d'un paramètre de nuisance donné ϑ sur μ est défini comme le décalage $\Delta\mu$ introduit par un effet de $\pm 1\,\sigma_\vartheta$ où σ_ϑ est l'incertitude du paramètre de nuisance après ajustement. Cette mesure permet d'identifier la corrélation entre un paramètre de nuisance et μ, et ainsi de dégager quelle incertitude systématique aura le plus d'impact sur μ.

Les figures Fig.5.15 et Fig.5.16 présentent l'impact des différentes incertitudes systématiques sur le coefficient de Wilson c_{LXX} respectivement pour les années 2016 et 2017. La partie gauche de ces graphes montre la fraction

$$\frac{\hat{\vartheta} - \vartheta_0}{\sigma_\vartheta}$$

où ϑ est la valeur du paramètre après ajustement, ϑ_0 sa valeur initiale et σ_ϑ l'erreur sur ϑ après ajustement. Pour un test Asimov, cette fraction est toujours nulle car on impose que le résultat de l'ajustement donne bien la valeur initiale. Lorsque la valeur de l'incertitude de cette fraction se rapproche de 1, cela s'interprète comme le fait que le paramètre de nuisance en question n'est pas contraint par l'ajustement.

La partie droite des graphes présente l'impact sur c_{LXX} du décalage du paramètre ϑ de $\pm 1\,\sigma_\vartheta$. Ainsi on constate que les plus gros impacts sont donnés par les incertitudes systématiques liées à la luminosité plate et à la stabilité de la luminosité.

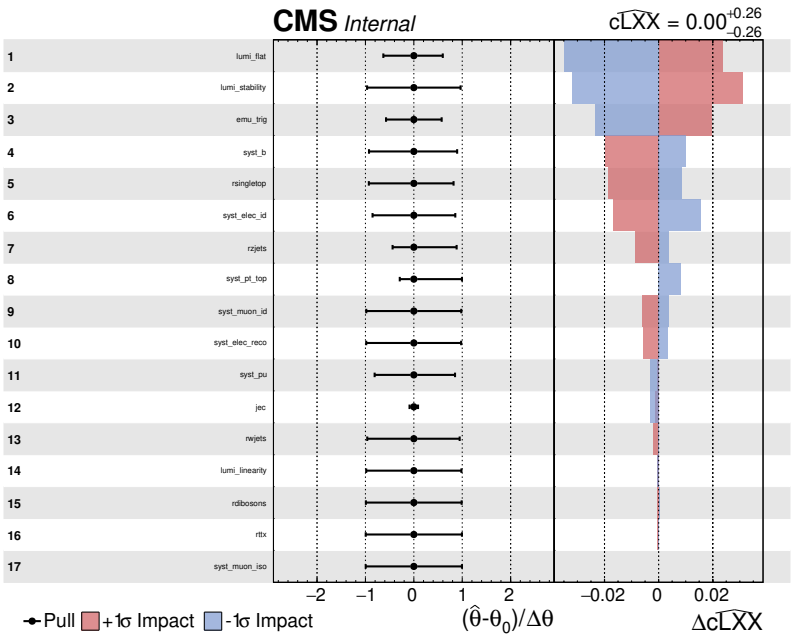


Fig. 5.15: Graphe d'impact des paramètres de nuisances sur la mesure du coefficient de Wilson c_{LXX} en cas de test Asimov pour l'année 2016. Les valeurs sont à multiplier par un facteur 10^{-3}, autrement dit le graphe indiquant $\Delta c = 2.4 \times 10^{-1}$ signifie le résultat $\Delta c = 2.4 \times 10^{-4}$.

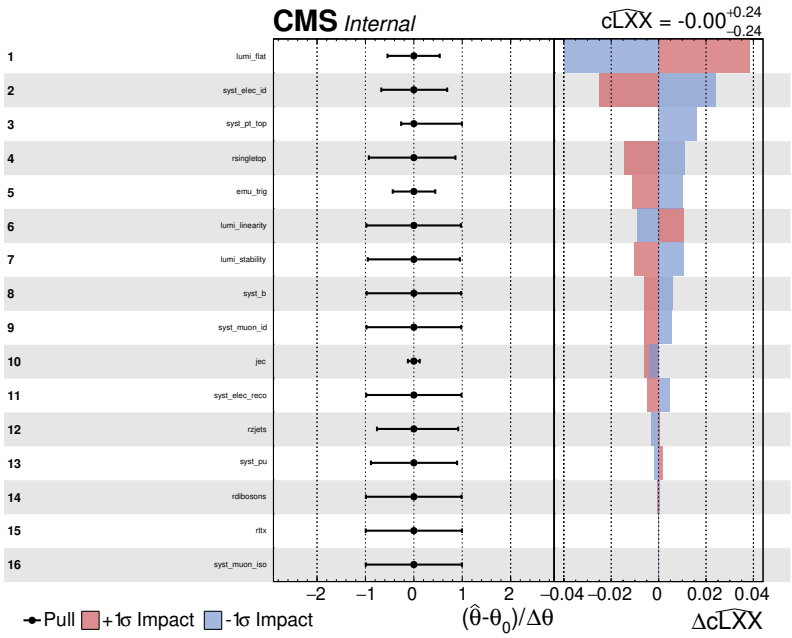


Fig. 5.16: Graphe d'impact des paramètres de nuisances sur la mesure du coefficient de Wilson c_{LXX} en cas de test Asimov pour l'année 2017. Les valeurs sont à multiplier par un facteur 10^{-3}, autrement dit le graphe indiquant $\Delta c = 2.4 \times 10^{-1}$ signifie le résultat $\Delta c = 2.4 \times 10^{-4}$.

5.7.4 DISCUSSION

Cette étude statistique a permis d'établir la sensibilité sur la mesure des coefficients de Wilson $c_{\mu\nu}$. On peut noter une meilleure précision sur nos mesures que celle que nous avons établie lors de l'étude phénoménologique. En effet par exemple pour le coefficient c_{LXX} notre prédiction est de $\Delta c_{LXX} = 7 \times 10^{-4}$ à 150 fb^{-1} or on obtient respectivement pour 2016 (39.10 fb^{-1}) et 2017 (41.53 fb^{-1}) les précisions $\Delta c_{LXX} = 2.51 \times 10^{-4}$ et $\Delta c_{LXX} = 2.32 \times 10^{-4}$.

Ce gain de précision est dû à plusieurs facteurs. Le premier, est le fait que pour notre étude de faisabilité nous avons utilisé une méthode statistique de χ^2 contre une méthode de maximum de vraisemblance plus puissante en vertu du théorème de Neyman-Pearson. De plus, l'étude des incertitudes systématiques est plus fine pour l'analyse avec des incertitudes de diverses natures (formes, norme) optimisées contre des systématiques de nature norme majorée. Mais la différence majeure provient du fait que l'étude phénoménologique fut établie avec le nombre d'évènements comme variable discriminante. En effet, pour l'analyse avec les données de CMS, la masse dilepton a été utilisée. Ainsi une contrainte provenant de la forme de la distribution est ajoutée.

Fort de cette étude, la prochaine étape est la mesure sur les données après validation et l'autorisation de la collaboration CMS. Ainsi l'augmentation annoncée de la précision sur la mesure des $c_{\mu\nu}$ par rapport à celle réalisée par l'expérience à D$\emptyset$ pourra être validée, et les données apporteront une réponse quant à la présence ou non d'un signal.

CONCLUSION

Si le Modèle Standard fait preuve d'une admirable robustesse face à l'épreuve du test expérimental, avec la découverte en 2012 du boson de Higgs, il n'est néanmoins pas exempt de problèmes théoriques. Un des problèmes majeurs est l'impossibilité du Modèle Standard à faire une description (au moins naïve) de la gravitation. Pour pallier ce problème de « gravitation quantique», plusieurs approches théoriques sont proposées par la communauté scientifique, notamment la théorie des cordes, la gravitation quantique à boucle ou encore la géométrie non-commutative. Ces approches ont en commun la possibilité d'une violation de la symétrie de Lorentz. Cette violation est donc un point d'étude pertinent pour la recherche de gravitation quantique. Une théorie effective a été proposée par Alan Kostelecký et Dan Colladay, pour permettre l'étude de la violation de la symétrie de Lorentz en physique des particules : The Standard Model Extension (SME). Cette théorie effective met en avant des coefficients de Wilson pouvant être interprétés comme une valeur non nulle d'un champs non-scalaires dans le vide. Si un phénomène à basse énergie de violation de la symétrie de Lorentz suit la même tendance qu'un couplage de Yukawa, alors le quark t est le secteur dans lequel un signal peut être attendu.

Le travail de recherche présenté dans cette thèse s'articule autour de deux axes principaux. Premièrement une étude phénoménologique cherchant à établir la sensibilité potentielle d'une recherche de violation de Lorentz avec une expérience au LHC pour le Run II avec une extrapolation pour des scenarii de futurs collisionneurs. Dans un second temps l'analyse des données collectées par la collaboration CMS a été effectuée. Ceci a établi la concordance de l'étude précédemment réalisée.

Une étude de faisabilité du SME pour le processus $\mathrm{t}\bar{\mathrm{t}} \rightarrow \mathrm{b}\ell^{+}\nu_{\ell} + \bar{\mathrm{b}}\ell^{-}\bar{\nu}_{\ell}$ a permis de prévoir une amélioration, par rapport à l'étude menée par DØ, pour la mesure des coefficients de Wilson du SME de l'ordre de 10^2 à 10^3. La mesure de DØ, unique mesure de ces coefficients dans le secteur du top, établit une absence de violation avec une incertitude de 10%. Notre prévision pour des scenarii de collisionneurs hadron-hadron vont jusqu'à des augmentations de facteurs 10^5 à 10^6 sur la précision sur les coefficients.

Suite à l'obtention de ces résultats, nous avons entrepris au sein de la collaboration CMS une analyse pour mesurer les coefficients de Wilson. Une étude utilisant une méthode du maximum de vraisemblance a été utilisée pour la mesure dans le cadre d'un test Asimov. Cette analyse s'est concrétisée par une validation des résultats phénoménologiques et même une augmentation de la précision d'un facteur 2 à 3. L'étape suivante sera, après validation de la collaboration CMS, la mesure sur les données en-

registrées par le détecteur.

Pour faire suite à ce travail de recherche, plusieurs pistes peuvent être envisagées. Un travail plus fin sur les incertitudes systématiques dépendantes du temps pourrait être une première étape. Une analyse sur les données 2018 pourrait être une suite envisageable. Une idée pourrait être également de travailler à l'amélioration de la discrimination signal sur bruit de fond avec l'utilisation d'autres variables discriminantes.

De manière plus éloignée, le travail phénoménologique du chapitre 2 a servi de base à une étude de faisabilité sur la mesure de la violation CPT (symétrie reliée à la symétrie de Lorentz) avec des processus de quark top solitaire. De la même manière, l'analyse faite au chapitre 5 pourrait être le point de départ pour l'investigation de ce secteur.

A ANNEXE : OUTILS MATHÉMATIQUES

A.1 Structure algébrique 139
A.1.1 Groupe 139
A.1.2 Algèbre 140
A.2 Groupe et algèbre de Lie 140
A.2.1 Algèbre et crochet de Lie 141
A.3 Théorie des représentations 141
A.3.1 Définition 141
A.3.2 La représentation triviale 142
A.3.3 La représentation fondamentale 142
A.3.4 Exemples de groupes présent en physique 142

A.1 STRUCTURE ALGÉBRIQUE

A.1.1 GROUPE

En mathématique un groupe est un couple constitué d'un ensemble G et d'une opération $*$. On note $(G, *)$ le groupe doté d'un ensemble G muni d'une loi de composition $*$. Un groupe doit respecter quatre caractéristiques :

- La loi de composition doit être interne :
  $\forall a, b \in G, \quad a * b \in G.$
- La loi de composition doit être associative :
  $(a * b) * c = a * (b * c).$
- L'existence d'un élément neutre $e \in G$:
  $\forall a, b \in G, \quad a * e = e * a = a.$
- L'existence d'un élément symétrique dans G :
  $\forall a \in G, \exists s \in G, \quad a * s = s * a = e$. On note le symétrique de a, a^{-1}.

Éventuellement, un groupe peut être muni d'une dernière contrainte. Si l'opération est commutative $(\forall a, b \in G \setminus \{e\},\ a * b = b * a)$, le groupe est dit abélien.

A.1.2 ALGÈBRE

Pour construire une algèbre il faut batir une structure intermédiaire. Soit un groupe auquel on ajoute un ensemble $\mathbb{K}$ muni d'une opération addition $+$ et de multiplication $\cdot$ que l'on lie par les relations suivantes :

$$\lambda \cdot (u + v) = \lambda \cdot u + \lambda \cdot v \qquad \forall u, v \in G,\ \forall \lambda \in \mathbb{K} \tag{A.1}$$

$$(\lambda + \mu) \cdot u = \lambda \cdot u + \mu \cdot u \qquad \forall u \in G,\ \forall \lambda, \mu \in \mathbb{K} \tag{A.2}$$

$$(\lambda\mu) \cdot u = \lambda \cdot (\mu \cdot u) \qquad \forall u \in G,\ \forall \lambda, \mu \in \mathbb{K} \tag{A.3}$$

Cette structure est un espace vectoriel si $(\mathbb{K}, +, \cdot)$ est un corps, un module si $(\mathbb{K}, +, \cdot)$ est un anneau.

Une algèbre noté $(G, \mathbb{K}, +, \cdot, \star)$ est un espace vectoriel ou module auquel on ajoute une opération bilinéaire :

$$\begin{aligned} \star : G \times G &\longrightarrow G \\ g_1, g_2 &\longmapsto g_3 = g_1 \star g_2 \end{aligned}$$

Une algèbre de Lie est une algèbre $(G, \mathbb{K}, +, \cdot, [\,])$ dont l'opération bilinéaire, nommée « crochet de Lie», a pour propriétés :

- ▷ $[x, y] = -[y, x]$
- ▷ $[x, [y, z]] + [y, [z, x]] + [z, [x, y]] = 0$

Un espace vectoriel $\mathbb{R}^3$ munie du produit vectoriel est un exemple d'algèbre de Lie.

A.2 GROUPE ET ALGÈBRE DE LIE

Un groupe de Lie peut être intégralement construit à partir d'un ensemble réduit d'objets nommées générateurs et répondant à :

$$g = e^{\alpha_k T^k} \tag{A.4}$$

avec T^k les générateurs du groupe et α_k des paramètres du groupe.

Exemple simple $SO(2)$

Un exemple très simple est le groupe des matrices de rotations dans l'espace $\mathbb{R}^2$ spéciales orthogonales SO(2) dont le générateur T est donné par :

$$T = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \tag{A.5}$$

Pour un paramètre θ représentant l'angle de rotation, $R \in \mathrm{SO}(2)$:

$$\begin{aligned} R = e^{\theta T} &= \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{\theta^n}{n!} \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}^n \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & -\theta \\ \theta & 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} -\theta^2 & 0 \\ 0 & -\theta^2 \end{pmatrix} + \ldots \\ &= \begin{pmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) \end{pmatrix} \end{aligned}$$

A.2.1 ALGÈBRE ET CROCHET DE LIE

Les générateurs sont éléments d'une algèbre, l'algèbre de Lie. Une algèbre de Lie peut être reconnue par la valeurs du crochet de Lie de ses générateurs.

Groupe de Lie	Crochet de Lie de l'algèbre	Générateur du groupe
SU(2)	$[\frac{\sigma_a}{2}, \frac{\sigma_b}{2}] = i\epsilon_{abc}\frac{\sigma_c}{2}$	$\{i\sigma_a\}$ matrices de Pauli
SU(3)	$[\frac{\lambda_a}{2}, \frac{\lambda_b}{2}] = if_{abc}\frac{\lambda_c}{2}$	$\{i\lambda_a\}$ matrices de Gell-Man
SO(1, 3)	$[J_a, J_b] = i\epsilon_{abc}J_c$	$\{J_a\}$ Générateurs de rotation
	$[K_a, K_b] = -i\epsilon_{abc}J_c$	$\{K_a\}$ Générateurs de boosts
	$[J_a, K_b] = i\epsilon_{abc}K_c$	
SU(2) $\otimes$ SU(2)	$[J_a^+, J_b^+] = \frac{i}{2}\epsilon_{abc}J_c^+$	$\{J_a^+\}$ Générateurs de $SU(2)$
	$[J_a^-, J_b^-] = \frac{i}{2}\epsilon_{abc}J_c^-$	$\{J_a^-\}$ Générateurs de $SU(2)$
	$[J_a^+, J_b^-] = 0$	

A.3 THÉORIE DES REPRÉSENTATIONS

A.3.1 DÉFINITION

La représentation d'un groupe $(G, *)$ ou d'une algèbre de Lie $(G, \mathbb{K}, +, \cdot, [\,])$ est action sur un espace vectoriel V défini par l'application :

$$\begin{aligned} \Phi : G \times V &\longrightarrow V \\ v &\longmapsto \Phi(g, v) \end{aligned}$$

Avec la notation $\rho(g)$ pour $\Phi(g, v)$, la représentation de g doit suivre la relation :

$$\rho(g_1) \cdot \rho(g_2) = \rho(g_1 g_2) \tag{A.6}$$

Dans les cas physiques, la représentation est très souvent une matrice agissant sur des espaces vectoriels $\mathbb{R}^n$ ou $\mathbb{C}^n$.

A.3.2 LA REPRÉSENTATION TRIVIALE

On peut remarquer que $\forall g \in G, \quad \rho(g) = \mathbb{1}$ obéis à la règle (A.6). Dans un tel cas, tout élément de G est représenté par la matrice identité et on nomme cette représentation la représentation triviale. Alors l'espace vectoriel V est le corps $\mathbb{K}$, autrement dit un espace scalaire.

A.3.3 LA REPRÉSENTATION FONDAMENTALE

La représentation fondamentale est la représentation irréductible (qui ne peut être décomposée en représentations plus petites). Dans la plupart des cas il s'agit des matrices qui définissent le groupe.

A.3.4 EXEMPLES DE GROUPES PRÉSENT EN PHYSIQUE

Groupe	Représentation triviale	Représentation fondamentale
$U(1)$	1	$\left\{e^{i\theta} : \theta \in \mathbb{R}\right\}$
SO(2)	$\mathbb{1}$	$\left\{M = \begin{pmatrix} a & -b \\ b & a \end{pmatrix} : a, b \in \mathbb{R},\ a^2 + b^2 = 1\right\}$
SU(2)	$\mathbb{1}$	$\left\{M = \begin{pmatrix} \alpha & -\overline{\beta} \\ \beta & \overline{\alpha} \end{pmatrix} : \alpha, \beta \in \mathbb{C},\ \lvert\alpha\rvert^2 + \lvert\beta\rvert^2 = 1\right\}$

B ANNEXE : APPROFONDISSEMENT SME

B.1 Les $A^{\mu\nu}$ 143
B.2 Les fonctions $f(t)$ 145
B.2.1 $c_{\mathrm{XY}} = c_{\mathrm{YX}}$ 146
B.2.2 $c_{\mathrm{XZ}} = c_{ZX}$ 146
B.2.3 $c_{\mathrm{YZ}} = c_{\mathrm{ZY}}$ 146
B.2.4 Les cas c_{Ti} avec $i = X, Y, Z$ 147
B.3 Tracés des coefficients de Wilson 147
B.3.1 $c_{R\mu\nu}$ 148
B.3.2 $c_{\mu\nu}$ 148
B.3.3 $d_{\mu\nu}$ 149
B.4 Moyenne d'éléments de matrice $\langle A_{\mu\nu} \rangle$ 149
B.5 Maximum de modulation fonction de la latitude et de l'azimut 150
B.5.1 $c_{\mathrm{XX}} = -c_{\mathrm{YY}}$ 151
B.5.2 $c_{\mathrm{XY}} = c_{\mathrm{YX}}$ 151
B.5.3 $c_{\mathrm{XZ}} = c_{ZX}$ 151
B.5.4 $c_{\mathrm{YZ}} = c_{\mathrm{YX}}$ 152

B.1 LES $A^{\mu\nu}$

Dans cette section sont présentées les distributions des valeurs de chaque composante des observables $A^{\mu\nu}$. Chaque composante est présente quatre fois pour les scenarii $A^{\mu\nu}_{\mathrm{F}}$, $A^{\mu\nu}_{\mathrm{Pqq}}$, $A^{\mu\nu}_{\mathrm{Pgg}}$ et $A^{\mu\nu}_{\mathrm{TOT}} = \sum_i A^{\mu\nu}_i$.

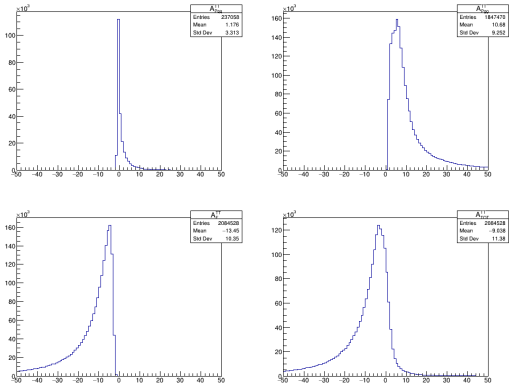


Fig. B.1: Distribution pour A^{TT}

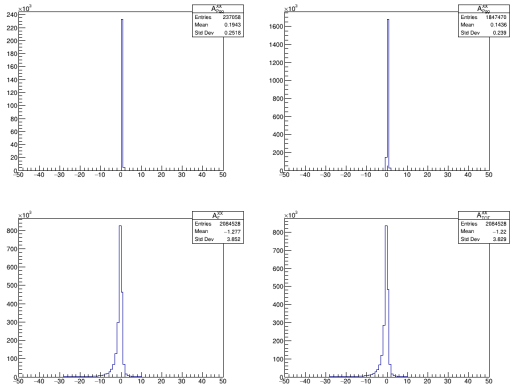


Fig. B.2: Distribution pour A^{XX}

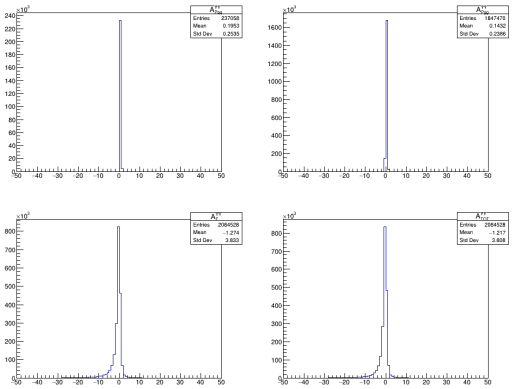


Fig. B.3: Distribution pour A^{YY}

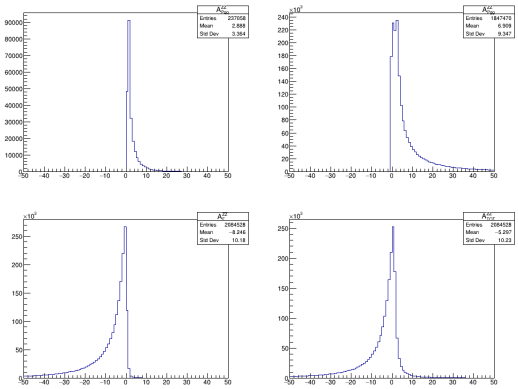


Fig. B.4: Distribution pour A^{ZZ}

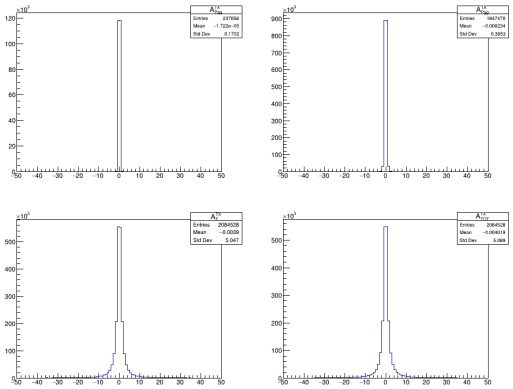


Fig. B.5: Distribution pour A^{TX} et A^{XT}

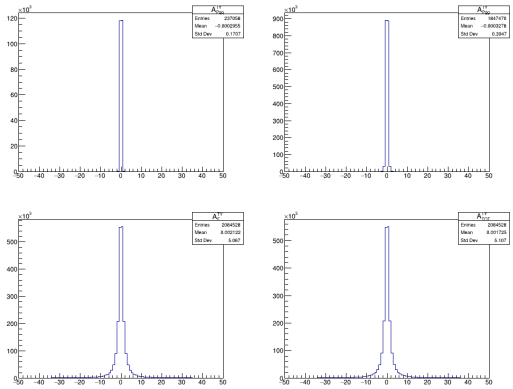


Fig. B.6: Distribution pour A^{TY} et A^{YT}

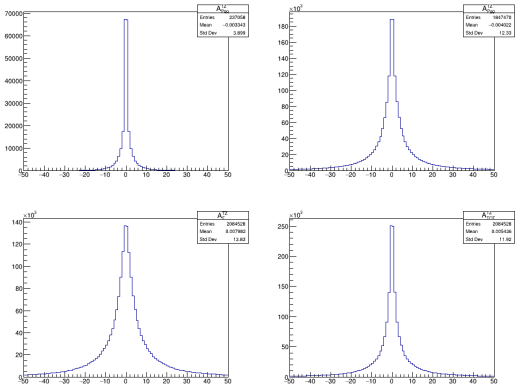


Fig. B.7: Distribution pour A^{TZ} et A^{ZT}

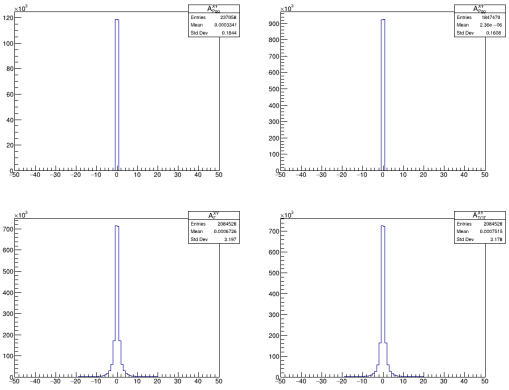


Fig. B.8: Distribution pour A^{XY} et A^{YX}

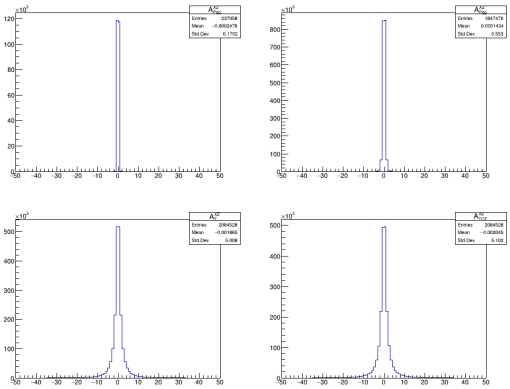


Fig. B.9: Distribution pour A^{XZ} et A^{ZX}

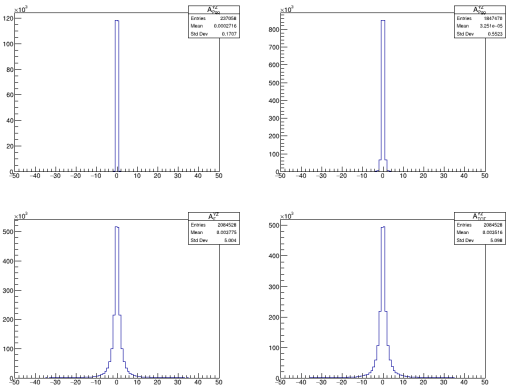


Fig. B.10: Distribution pour A^{YZ} et A^{ZY}

B.2 LES FONCTIONS $f(t)$

Dans cette section sont développées les formes des fonctions de modulation $f(t)$ pour les autres couples non-nuls de coefficients $c_{\mu\nu}$.

B.2.1 $c_{XY} = c_{YX}$

Considérons que seuls $c_{XY} = c_{YX}$ sont non nuls. On a :

$$\begin{aligned}
\frac{f_{\text{SME}}^{(XY)}(t)}{2c_{XY}} &= \left(\left(R_X^X R_X^Y + R_Y^X R_Y^Y\right)\langle A^{XX}\rangle + R_Z^X R_Z^Y \langle A^{ZZ}\rangle\right) \\
&= \left((-c_t s_\lambda s_\theta + s_t c_\theta)(-s_t s_\lambda s_\theta - c_t c_\theta) + c_t s_t c_\lambda^2\right)\langle A^{XX}\rangle \\
&\quad + (-c_t s_\lambda c_\theta - s_t s_\theta)(-s_t s_\lambda c_\theta - c_t s_\theta)\langle A^{ZZ}\rangle \\
&= \underbrace{\left(\left(s_\lambda^2 s_\theta^2 + c_\lambda^2\right)\langle A^{XX}\rangle + s_\lambda^2 c_\theta^2 \langle A^{ZZ}\rangle\right)}_{a_1} c_t s_t - \underbrace{\left(c_\theta^2 \langle A^{XX}\rangle + s_\theta^2 \langle A^{ZZ}\rangle\right)}_{a_2} c_t s_t \\
&\quad - \underbrace{s_\lambda c_\theta s_\theta \left(\langle A^{ZZ}\rangle - \langle A^{XX}\rangle\right)}_{a_3}\left(c_t^2 - s_t^2\right) \\
&= \frac{a_1}{2}\sin(2\Omega t) - \frac{a_2}{2}\sin(2\Omega t) - a_3\cos(2\Omega t)
\end{aligned}$$

$$\boxed{f_{\text{SME}}^{(XY)}(t) = 2c_{XY}\left(\left(\frac{a_1 - a_2}{2}\right)\sin(2\Omega t) - a_3\cos(2\Omega t)\right)} \tag{B.1}$$

B.2.2 $c_{XZ} = c_{ZX}$

Considérons que seuls $c_{XZ} = c_{ZX}$ sont non nuls. On a :

$$\begin{aligned}
\frac{f_{\text{SME}}^{(XZ)}(t)}{2c_{XZ}} &= \left(\left(R_X^X R_X^Z + R_Y^X R_Y^Z\right)\langle A^{XX}\rangle + R_Z^X R_Z^Z \langle A^{ZZ}\rangle\right) \\
&= \left((-c_t s_\lambda s_\theta + s_t c_\theta)(-c_\lambda s_\theta) + (c_t c_\lambda)(-s_\lambda)\right)\langle A^{XX}\rangle + (c_t s_\lambda c_\theta + s_t s_\theta)(c_\lambda\, c_\theta)\langle A^{ZZ}\rangle \\
&= -c_t \underbrace{c_\lambda s_\lambda \left(\left(1 - s_\theta^2\right)\langle A^{XX}\rangle - c_\theta^2 \langle A^{ZZ}\rangle\right)}_{c_\lambda s_\lambda c_\theta^2\left(\langle A^{ZZ}\rangle - \langle A^{XX}\rangle\right) = a_4} + s_t \underbrace{s_\theta c_\lambda c_\theta \left(\langle A^{ZZ}\rangle - \langle A^{XX}\rangle\right)}_{a_5}
\end{aligned}$$

$$\boxed{f_{\text{SME}}^{(XZ)}(t) = 2c_{XZ}\left(a_4\cos(\Omega t) + a_5\sin(\Omega t)\right)} \tag{B.2}$$

B.2.3 $c_{YZ} = c_{ZY}$

Considérons que seuls $c_{YZ} = c_{ZY}$ sont non nuls. On a :

$$\begin{aligned}
\frac{f_{\text{SME}}^{(YZ)}(t)}{2c_{YZ}} &= \left(\left(R_X^Y R_X^Z + R_Y^Y R_Y^Z\right)\langle A^{XX}\rangle + R_Z^Y R_Z^Z \langle A^{ZZ}\rangle\right) \\
&= \left((-s_t s_\lambda s_\theta - c_t c_\theta)(-c_\lambda s_\theta) + (s_t c_\lambda)(-s_\lambda)\right)\langle A^{XX}\rangle + (s_t s_\lambda c_\theta - c_t s_\theta)(c_\lambda c_\theta)\langle A^{ZZ}\rangle \\
&= -c_t \underbrace{s_\theta c_\lambda c_\theta \left(\langle A^{ZZ}\rangle - \langle A^{XX}\rangle\right)}_{a_5} + s_t \underbrace{c_\lambda s_\lambda \left(\left(1 - s_\theta^2\right)\langle A^{XX}\rangle - c_\theta^2 \langle A^{ZZ}\rangle\right)}_{a_4}
\end{aligned}$$

$$\boxed{f_{\text{SME}}^{(YZ)}(t) = 2c_{YZ}\left(a_4\sin(\Omega t) - a_5\cos(\Omega t)\right)} \tag{B.3}$$

B.2.4 LES CAS c_{Ti} AVEC $i = X, Y, Z$

Considérons que seuls $c_{TX} = c_{XT}$ sont non nuls. On a :

$$\begin{aligned}
\frac{f_{\text{SME}}^{(TX)}(t)}{2c_{TX}} &= R_X^X \langle A^{TX} \rangle + R_Y^X \langle A^{TY} \rangle + R_Z^X \langle A^{TZ} \rangle \\
&= \left(-c_t s_\lambda s_\theta + s_t c_\theta\right) \langle A^{TX} \rangle + \left(c_t c_\lambda\right) \langle A^{TY} \rangle + \left(c_t s_\lambda c_\theta + s_t s_\theta\right) \langle A^{TZ} \rangle \\
&= \underbrace{\Big(-s_\lambda s_\theta \langle A^{TX} \rangle + c_\lambda \langle A^{TY} \rangle + s_\lambda c_\theta \langle A^{TZ} \rangle\Big)}_{b_1} c_t + \underbrace{c_\theta \langle A^{TX} \rangle + s_\theta \langle A^{TZ} \rangle}_{b_2} s_t \\
&= b_1 \cos(\Omega t) + b_2 \sin(\Omega t)
\end{aligned}$$

$$\boxed{f_{\text{SME}}^{(TX)}(t) = 2c_{TX} \left(b_1 \cos(\Omega t) + b_2 \sin(\Omega t)\right)} \tag{B.4}$$

Considérons que seuls $c_{TY} = c_{YT}$ sont non nuls. On a :

$$\begin{aligned}
\frac{f_{\text{SME}}^{(TY)}(t)}{2c_{TY}} &= R_X^Y \langle A^{TX} \rangle + R_Y^Y \langle A^{TY} \rangle + R_Z^Y \langle A^{TZ} \rangle \\
&= \left(-s_t s_\lambda s_\theta - c_t c_\theta\right) \langle A^{TX} \rangle + \left(s_t c_\lambda\right) \langle A^{TY} \rangle + \left(s_t s_\lambda c_\theta - c_t s_\theta\right) \langle A^{TZ} \rangle \\
&= \underbrace{\Big(-s_\lambda s_\theta \langle A^{TX} \rangle + c_\lambda \langle A^{TY} \rangle + s_\lambda c_\theta \langle A^{TZ} \rangle\Big)}_{b_1} s_t - \underbrace{\Big(c_\theta \langle A^{TX} \rangle + s_\theta \langle A^{TZ} \rangle\Big)}_{b_2} c_t \\
&= b_1 \sin(\Omega t) - b_2 \cos(\Omega t)
\end{aligned}$$

$$\boxed{f_{\text{SME}}^{(TY)}(t) = 2c_{TY} \left(b_1 \sin(\Omega t) - b_2 \cos(\Omega t)\right)} \tag{B.5}$$

B.3 TRACÉS DES COEFFICIENTS DE WILSON

Dans cette section sont présentées les modulations de tout les couples non-nuls d'un coefficient donné fixé à 0,1. Ce, dans le scenario du Run II du LHC à $13\,\text{TeV}$ avec une luminosité $\mathcal{L} = 150\,\text{fb}^{-1}$.

B.3.1 $c_{R\mu\nu}$

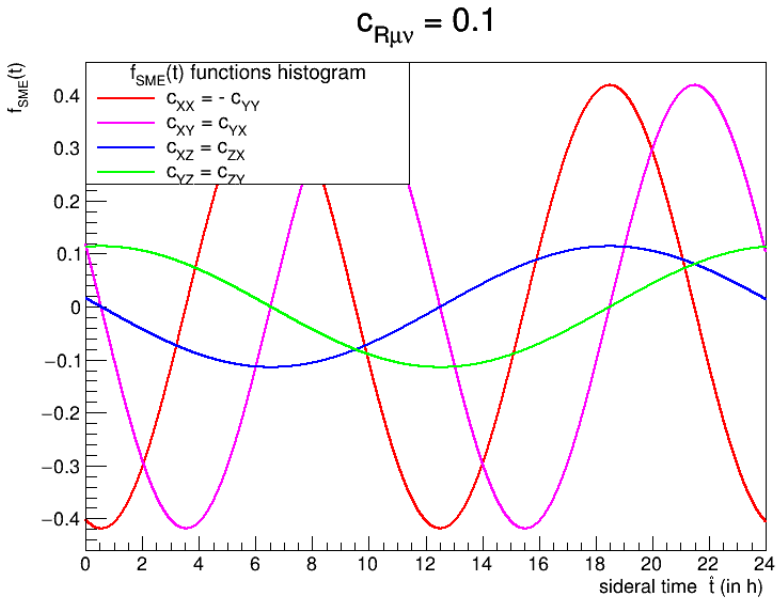


Fig. B.11: LHC 13TeV

B.3.2 $c_{\mu\nu}$

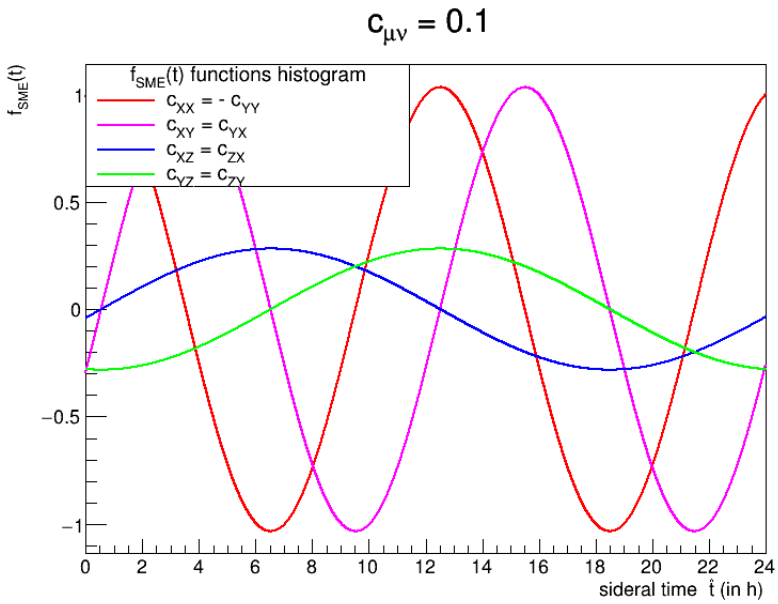


Fig. B.12: LHC 13TeV

B.3.3 $d_{\mu\nu}$

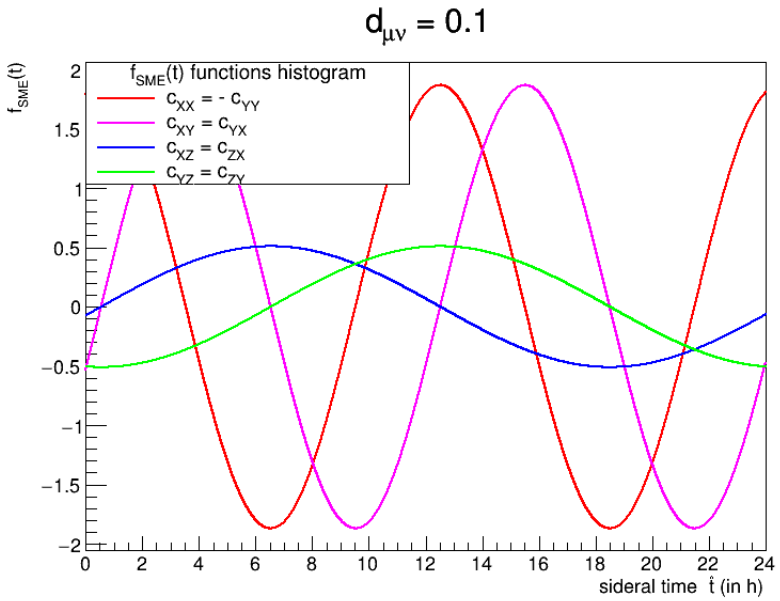


FIG. B.13: LHC 13TeV

B.4 MOYENNE D'ÉLÉMENTS DE MATRICE $\langle A_{\mu\nu} \rangle$

Dans cette section est présentée sous forme d'histogramme, la différence entre l'évaluation de la modulation pour un couple de coefficients donné, en bins de temps, avec utilisation d'une matrice $A^{\mu\nu}$ moyenne et sans. Ceci montre la pertinence de l'utilisation des matrices moyennes. En effet, que l'on bin une fonction composée d'une matrice $A_{\mu\nu}$ par évènement ou que l'on bin la fonction analytique générée à partir de la moyenne $\langle A_{\mu\nu} \rangle$ sur tous les évènements, on obtient un résultat similaire.

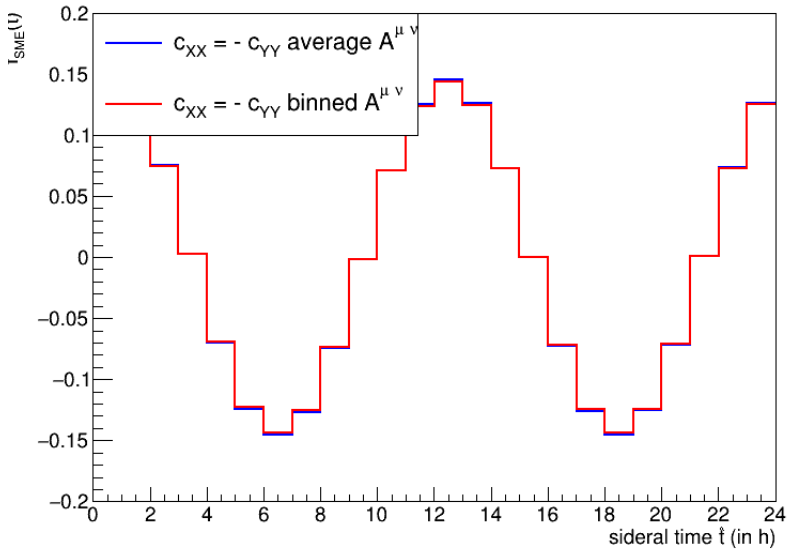


Fig. B.14: Moyenne de la composante cinétique en 24 bins

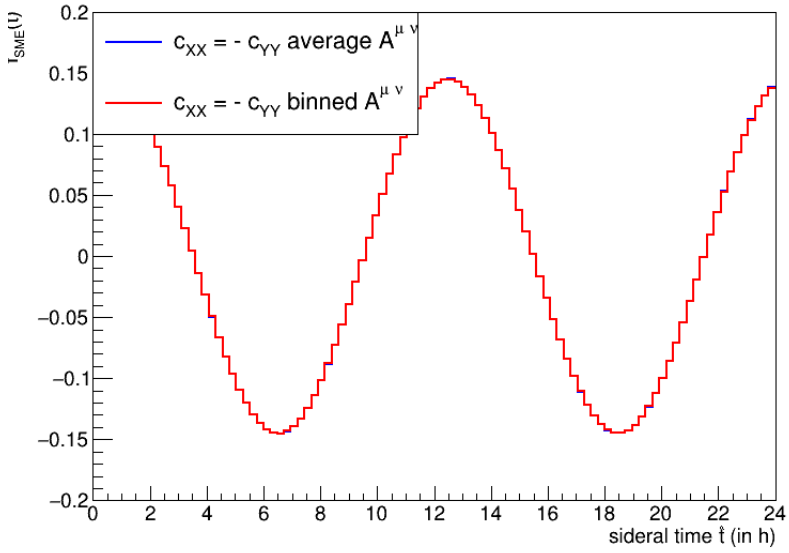


Fig. B.15: Moyenne de la composante cinétique en 100 bins

B.5 MAXIMUM DE MODULATION FONCTION DE LA LATITUDE ET DE L'AZIMUT

Cette section présente les formes des équations de maximum de modulation en fonction de la latitude et de l'azimut.

B.5.1 $c_{XX} = -c_{YY}$

$$\begin{aligned}
f^{(XX)'}(t_{\max}) &= 2c_{XX}\left(-2\Omega\left(\frac{a_1-a_2}{2}\right)\sin(2\Omega t_{\max}) + 2\Omega a_3\cos(2\Omega t_{\max})\right)\\
&= -\left(\frac{a_1-a_2}{2}\right)\sin(2\Omega t_{\max}) + a_3\cos(2\Omega t_{\max})\\
&= \frac{a_1-a_2}{2a_3} - \cot(2\Omega t_{\max})\\
&= 0
\end{aligned}$$

Le maximum d'oscillation est obtenu à :

$$\boxed{t_{\max} = \frac{1}{2\Omega}\cot^{-1}\left(\frac{a_1-a_2}{2a_3}\right)}$$

B.5.2 $c_{XY} = c_{YX}$

$$\begin{aligned}
f^{(XY)'}(t_{\max}) &= 2c_{XY}\left(2\Omega\left(\frac{a_1-a_2}{2}\right)\cos(2\Omega t_{\max}) + 2\Omega a_3\sin(2\Omega t_{\max})\right)\\
&= \left(\frac{a_1-a_2}{2}\right)\cos(2\Omega t_{\max}) + a_3\sin(2\Omega t_{\max})\\
&= \frac{a_1-a_2}{2a_3} + \tan(2\Omega t_{\max})\\
&= 0
\end{aligned}$$

Le maximum d'oscillation est obtenu à :

$$\boxed{t_{\max} = \frac{1}{2\Omega}\arctan\left(\frac{a_2-a_1}{2a_3}\right)}$$

B.5.3 $c_{XZ} = c_{ZX}$

$$\begin{aligned}
f^{(XZ)'}(t_{\max}) &= 2c_{XZ}\left(-\Omega a_4\sin(\Omega t_{\max}) + \Omega a_5\cos(\Omega t_{\max})\right)\\
&= -\frac{a_5}{a_4} + \tan(\Omega t_{\max})\\
&= 0
\end{aligned}$$

Le maximum d'oscillation est obtenu à :

$$\boxed{t_{\max} = \frac{1}{\Omega}\arctan\left(\frac{a_5}{a_4}\right)}$$

B.5.4 $c_{YZ} = c_{YX}$

$$
\begin{aligned}
f^{(XZ)'}(t_{\max}) &= 2c_{XZ}\left(\Omega a_4 \cos(\Omega t_{\max}) + \Omega a_5 \sin(\Omega t_{\max})\right) \\
&= \frac{a_4}{a_5} + \tan(\Omega t_{\max}) \\
&= 0
\end{aligned}
$$

Le maximum d'oscillation est obtenu à :

$$
\boxed{t_{\max} = \frac{1}{\Omega} \arctan\left(-\frac{a_4}{a_5}\right)}
$$

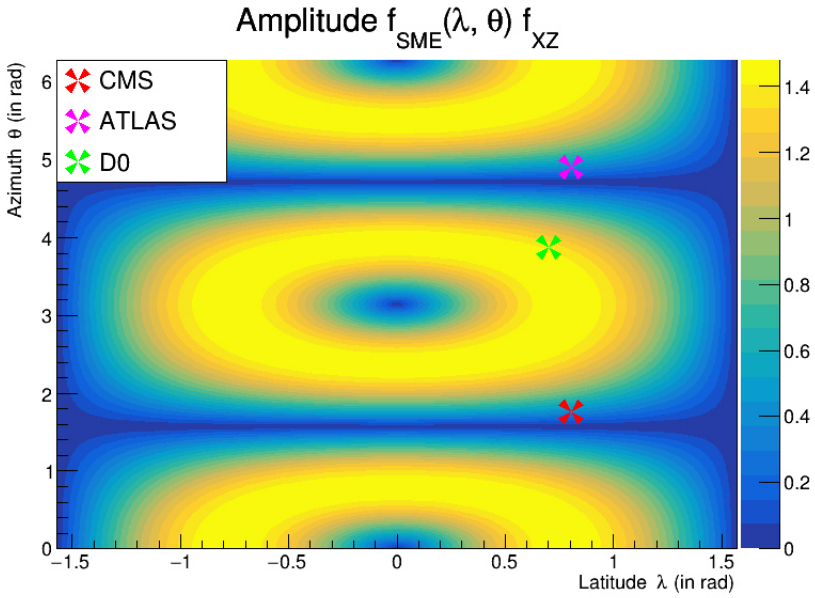


Fig. B.16: Amplitude de $f(\lambda, \theta)$ en fonction de la latitude et de l'azimut pour $c_{XZ} = c_{ZX}$ dans un scénario à 13 TeV avec les orientations de détecteurs CMS, ATLAS et DØ.

C ANNEXE : COMPLÉMENT D'ANALYSE

C.1 Datasets pour les données 2016 et 2017 153
C.1.1 Liste des déclencheurs 153
C.1.2 Liste des échantillons Monte-Carlo 155
C.1.3 Liste des échantillons de données 155
C.2 Facteurs correctifs sur les Monte-Carlo 156
C.2.1 Reconstruction, isolation, identification, des électrons et des muons 156
C.2.2 b-, c-, light-jets tagging 160
C.3 Comparaison DATA/Monte-Carlo pré-fits 163
C.4 Incertitudes systématiques. 167

C.1 DATASETS POUR LES DONNÉES 2016 ET 2017

C.1.1 LISTE DES DÉCLENCHEURS

Année	Chemin de déclenchement	Jeu de données
2016	HLT_Mu23_TrkIsoVVL_Ele12_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_v*	Donnée Run B-G & MC
2016	HLT_Mu8_TrkIsoVVL_Ele23_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_v*	Donnée Run B-G & MC
2016	HLT_Mu23_TrkIsoVVL_Ele12_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_DZ_v*	Donnée Run H
2016	HLT_Mu8_TrkIsoVVL_Ele23_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_DZ_v*	Donnée Run H
2016	HLT_IsoMu24_v*	Donnée & MC
2016	HLT_IsoTkMu24_v*	Donnée & MC
2016	HLT_Ele27_WPTight_Gsf_v*	Donnée & MC
2017	Mu8_TrkIsoVVL_Ele23_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_DZ_v*	Donnée & MC
2017	Mu23_TrkIsoVVL_Ele12_CaloIdL_TrackIdL_IsoVL_v*	Donnée & MC
2017	IsoMu27_v*	Donnée & MC
2017	Ele35_WPTight_Gsf_v*	Donnée & MC

Tab. C.1: Chemin de déclenchement utilisé à 13 TeV pour les prises de données de l'année 2016 et 2017.

Échantillons MC 2016	Évènements	Section efficace × BR (pb)
/TTTo2L2Nu_TuneCP5_PSweights_13TeV-powheg-pythia8/	67 860 400	89.05 (NNLO)
/TTToSemiLeptonic_TuneCP5_PSweights_13TeV-powheg-pythia8/	107 604 800	366.9 (NNLO)
/TTToHadronic_TuneCP5_PSweights_13TeV-powheg-pythia8/	68 518 800	377.96
/ST_s-channel_4f_leptonDecays_TuneCP5_PSweights_13TeV-amcatnlo-pythia8/	9 842 599	10.32 (NLO)
/ST_t-channel_top_4f_inclusiveDecays_TuneCP5_13TeV-powhegV2-madspin-pythia8/	31 848 000	136.02 (NLO)
/ST_t-channel_antitop_4f_inclusiveDecays_TuneCP5_13TeV-powhegV2-madspin-pythia8/	17 780 700	80.95 (NLO)
/ST_tW_top_5f_inclusiveDecays_TuneCP5_PSweights_13TeV-powheg-pythia8/	4 983 500	35.85 (NLO)
/ST_tW_antitop_5f_inclusiveDecays_TuneCP5_PSweights_13TeV-powheg-pythia8/	4 980 600	35.85 (NLO)
/TTWJetsToLNu_TuneCUETP8M1_13TeV-amcatnloFXFX-madspin-pythia8	5 280 565	0.2043 (NLO)
/TTWJetsToQQ_TuneCUETP8M1_13TeV-amcatnloFXFX-madspin-pythia8/	833 298	0.4062
/TTZToLLNuNu_M-10_TuneCUETP8M1_13TeV-amcatnlo-pythia8/	13 764 447	0.2529 (NLO)
/TTZToQQ_TuneCUETP8M1_13TeV-amcatnlo-pythia8/	749 400	0.5297
/WW_TuneCUETP8M1_13TeV-pythia8/	7 982 180	118.7(NNLO)
/WZ_TuneCUETP8M1_13TeV-pythia8/	3 997 571	47.13
/ZZ_TuneCUETP8M1_13TeV-pythia8/	1 988 098	16.523
/WJetsToLNu_TuneCUETP8M1_13TeV-madgraphMLM-pythia8/	261 383 472	61526.7
/DYJetsToLL_M-10to50_TuneCUETP8M1_13TeV-madgraphMLM-pythia8/	139 138 448	22635.1
/DYJetsToLL_M-50_TuneCUETP8M1_13TeV-amcatnloFXFX-pythia8/	120 777 245	6225.4

Tab. C.2: Liste des échantillons Monte-Carlo pour l'année 2016 ainsi que leur nombre d'évènements et leur section efficace pondérée par leur rapport d'embranchement (BR).

Échantillons MC 2017	Évènements	Section efficace × BR (pb)
/TTTo2L2Nu_TuneCP5_PSweights_13TeV-powheg-pythia8/	69 155 808	89.05 (NNLO)
/TTToSemiLeptonic_TuneCP5_PSweights_13TeV-powheg-pythia8/	110 014 744	365.3 (NNLO)
/TTToHadronic_TuneCP5_PSweights_13TeV-powheg-pythia8/	130 262 440	380.11
/ST_s-channel_4f_leptonDecays_TuneCP5_13TeV-amcatnlo-pythia8/	19 798 753	10.32 (NLO)
/ST_t-channel_top_4f_inclusiveDecays_TuneCP5_13TeV-powhegV2-madspin-pythia8/	5 982 064	136.02 (NLO)
/ST_t-channel_antitop_4f_inclusiveDecays_TuneCP5_13TeV-powhegV2-madspin-pythia8/	3 675 910	80.95 (NLO)
/ST_tW_top_5f_inclusiveDecays_TuneCP5_13TeV-powheg-pythia8/	15 739 428	35.5 (NNLO)
/ST_tW_antitop_5f_inclusiveDecays_TuneCP5_13TeV-powheg-pythia8/	15 722 706	35.5 (NNLO)
/TTWJetsToLNu_TuneCP5_13TeV-amcatnloFXFX-madspin-pythia8/	9 903 448	0.2043 (NLO)
/TTWJetsToQQ_TuneCP5_13TeV-amcatnloFXFX-madspin-pythia8/	811 306	0.4062
/TTZToLLNuNu_M-10_TuneCP5_13TeV-amcatnlo-pythia8/	19 024 650	0.2529 (NLO)
/TTZToQQ_TuneCP5_13TeV-amcatnlo-pythia8/	750 000	0.5297
/WW_TuneCP5_13TeV-pythia8/	7 765 828	118.7 (NNLO)
/WZ_TuneCP5_13TeV-pythia8/	3 928 630	47.13
/ZZ_TuneCP5_13TeV-pythia8/	1 925 931	16.523
/WJetsToLNu_TuneCP5_13TeV-madgraphMLM-pythia8/	77 700 506	0.4062
/DYJetsToLL_M-10to50_TuneCP5_13TeV-madgraphMLM-pythia8/	39 536 839	22635.1
/DYJetsToLL_M-50_TuneCP5_13TeV-amcatnloFXFX-pythia8/	209 630 730	6225.4

Tab. C.3: Liste des échantillons Monte-Carlo pour l'année 2017 ainsi que leur nombre d'évènements et leur section efficace pondérée par leur facteur d'embranchement (BR).

C.1.2 LISTE DES ÉCHANTILLONS MONTE-CARLO

C.1.3 LISTE DES ÉCHANTILLONS DE DONNÉES

Données 2016	Luminosité intégrée
/MuonEG/Run2016B-17Jul2018_ver2-v1/	5.75 fb^{-1}
/MuonEG/Run2016C-17Jul2018-v1/	2.57 fb^{-1}
/MuonEG/Run2016D-17Jul2018-v1/	4.24 fb^{-1}
/MuonEG/Run2016E-17Jul2018-v2/	4.02 fb^{-1}
/MuonEG/Run2016F-17Jul2018-v1/	3.1 fb^{-1}
/MuonEG/Run2016G-17Jul2018-v1/	7.57 fb^{-1}
/MuonEG/Run2016G-17Jul2018-v1/	8.65 fb^{-1}
/SingleMuon/Run2016B-17Jul2018_ver2-v1/	5.75 fb^{-1}
/SingleMuon/Run2016C-17Jul2018-v1/	2.57 fb^{-1}
/SingleMuon/Run2016D-17Jul2018-v1/	4.24 fb^{-1}
/SingleMuon/Run2016E-17Jul2018-v2/	4.02 fb^{-1}
/SingleMuon/Run2016F-17Jul2018-v1/	3.1 fb^{-1}
/SingleMuon/Run2016G-17Jul2018-v1/	7.57 fb^{-1}
/SingleMuon/Run2016H-17Jul2018-v1/	8.65 fb^{-1}
/SingleElectron/Run2016B-17Jul2018_ver2-v1/	5.75 fb^{-1}
/SingleElectron/Run2016C-17Jul2018-v1/	2.57 fb^{-1}
/SingleElectron/Run2016D-17Jul2018-v1/	4.24 fb^{-1}
/SingleElectron/Run2016E-17Jul2018-v2/	4.02 fb^{-1}
/SingleElectron/Run2016F-17Jul2018-v1/	3.1 fb^{-1}
/SingleElectron/Run2016G-17Jul2018-v1/	7.57 fb^{-1}
/SingleElectron/Run2016H-17Jul2018-v1/	8.65 fb^{-1}

Données 2017	Luminosité intégrée
/MuonEG/Run2017B-31Mar2018-v1/	4.77 fb^{-1}
/MuonEG/Run2017C-31Mar2018-v1/	9.58 fb^{-1}
/MuonEG/Run2017D-31Mar2018-v1/	4.22 fb^{-1}
/MuonEG/Run2017E-31Mar2018-v1/	9.26 fb^{-1}
/MuonEG/Run2017F-31Mar2018-v1/	13.46 fb^{-1}
/SingleMuon/Run2017B-31Mar2018-v1/	4.77 fb^{-1}
/SingleMuon/Run2017C-31Mar2018-v1/	9.58 fb^{-1}
/SingleMuon/Run2017D31Mar2018-v1/	4.22 fb^{-1}
/SingleMuon/Run2017E-31Mar2018-v1/	9.26 fb^{-1}
/SingleMuon/Run2017F-31Mar2018-v1/	13.46 fb^{-1}
/SingleElectron/Run2017B-31Mar2018-v1/	4.77 fb^{-1}
/SingleElectron/Run2017C-31Mar2018-v1/	9.58 fb^{-1}
/SingleElectron/Run2017D-31Mar2018-v1/	4.22 fb^{-1}
/SingleElectron/Run2017E-31Mar2018-v1/	9.26 fb^{-1}
/SingleElectron/Run2017F-31Mar2018-v1/	13.46 fb^{-1}

TAB. C.4: Echantillons de données 2016 et 2017

C.2 FACTEURS CORRECTIFS SUR LES MONTE-CARLO

C.2.1 RECONSTRUCTION, ISOLATION, IDENTIFICATION, DES ÉLECTRONS ET DES MUONS

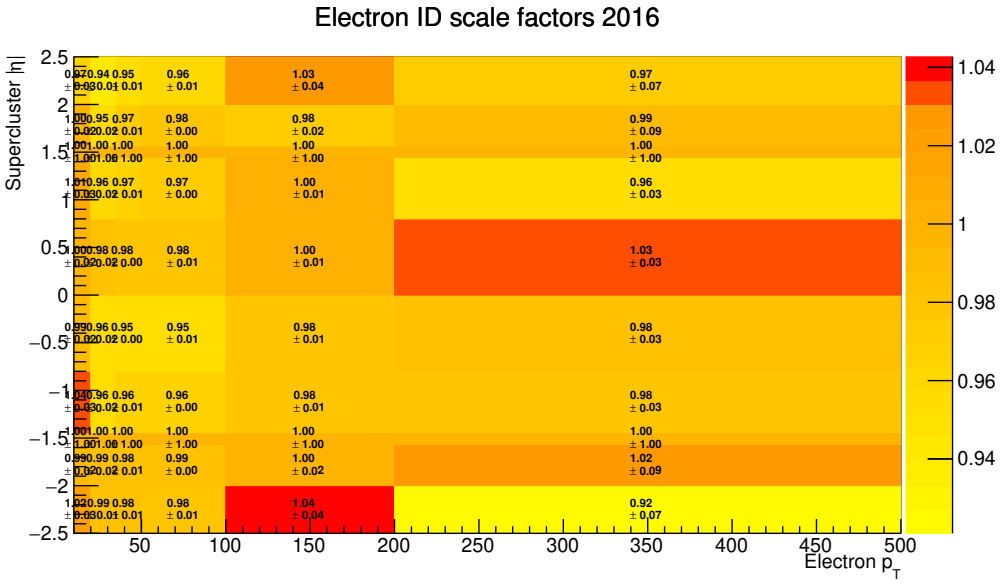


FIG. C.1: Histogramme 2D des facteurs correctifs d'identification des électrons pour l'année 2016. L'abscisse est l'impulsion transverse p_{T} du jet considéré et l'ordonnée est sa pseudo-rapidité en valeur absolue $|\eta|$.

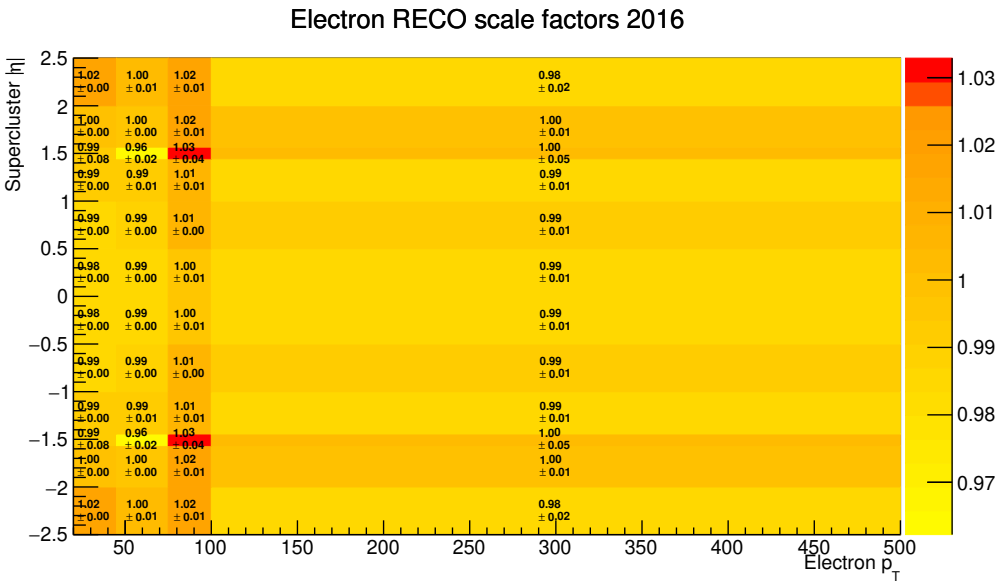


Fig. C.2: Histogramme 2D des facteurs correctifs de reconstructions des électrons pour l'année 2016. L'abscisse est l'impulsion transverse p_T du jet considéré et l'ordonnée est sa pseudo-rapidité en valeur absolue $|\eta|$.

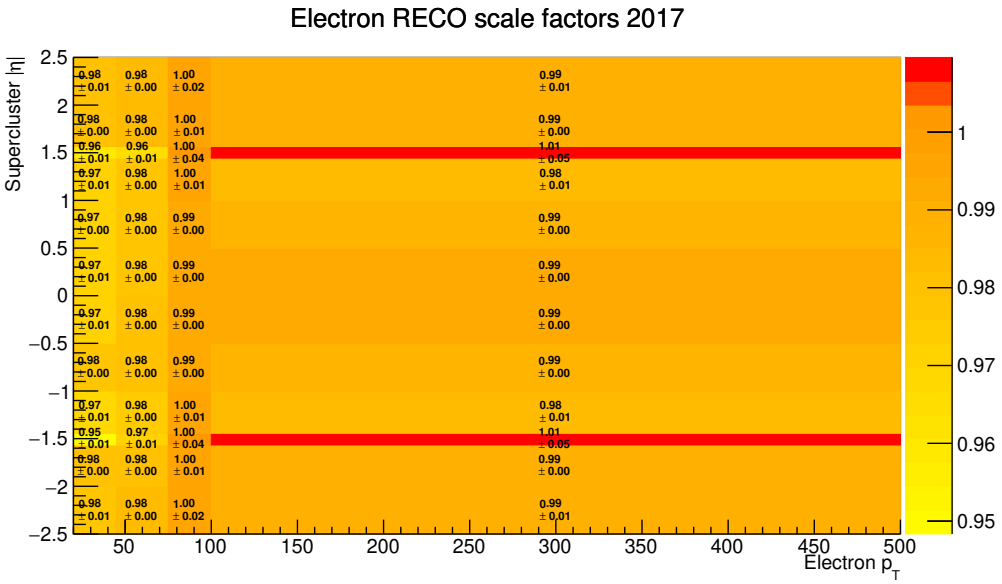


Fig. C.3: Histogramme 2D des facteurs correctifs de reconstructions des électrons pour l'année 2017. L'abscisse est l'impulsion transverse p_T du jet considéré et l'ordonnée est sa pseudo-rapidité en valeur absolue $|\eta|$.

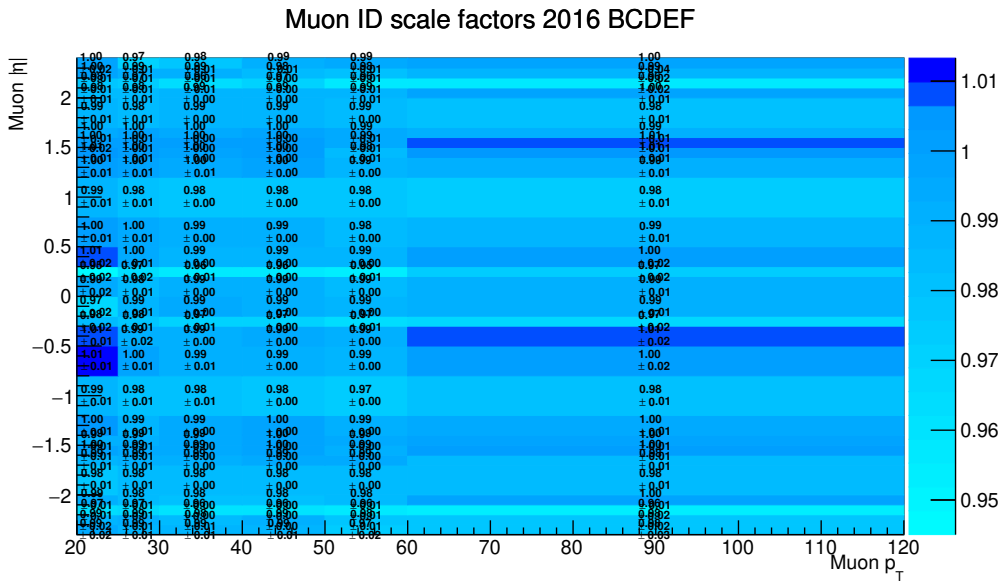


Fig. C.4: Histogramme 2D des facteurs correctifs d'identification des muons pour l'année 2016 pour les ères de données B,C,D,E et F. L'abscisse est l'impulsion transverse p_{T} du jet considéré et l'ordonnée est sa pseudo-rapidité en valeur absolue $|\eta|$.

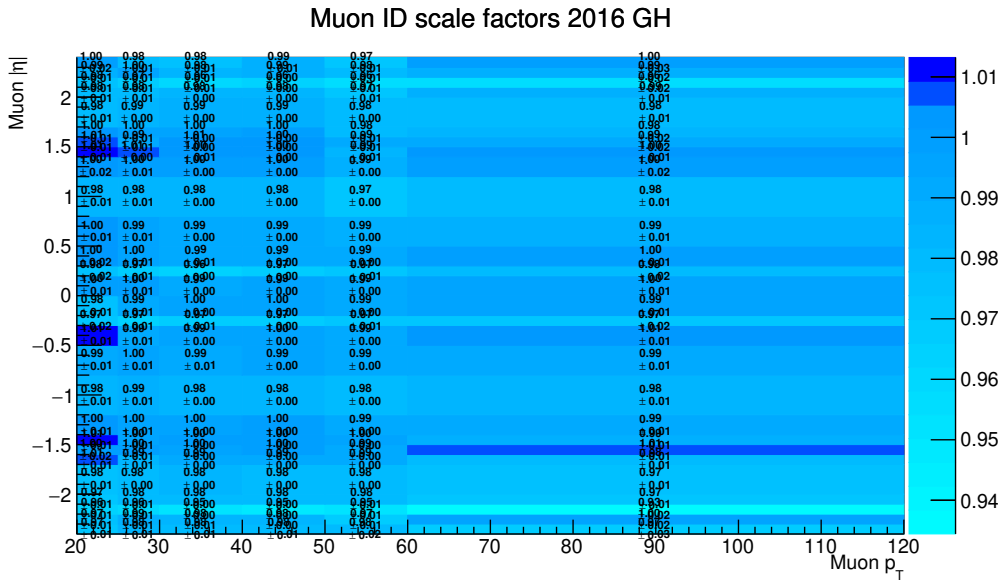


Fig. C.5: Histogramme 2D des facteurs correctifs d'identification des muons pour l'année 2016 pour les ères de données G et H. L'abscisse est l'impulsion transverse p_{T} du jet considéré et l'ordonnée est sa pseudo-rapidité en valeur absolue $|\eta|$.

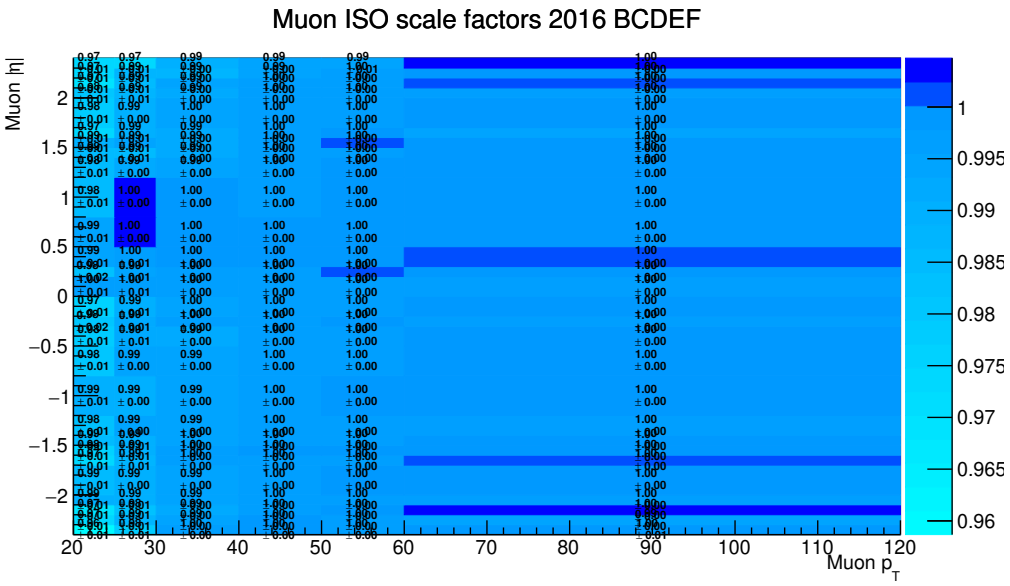


Fig. C.6: Histogramme 2D des facteurs correctifs d'isolation des muons pour l'année 2016 pour les ères de données B,C,D,E et F. L'abscisse est l'impulsion transverse p_T du jet considéré et l'ordonnée est sa pseudo-rapidité en valeur absolue $|\eta|$.

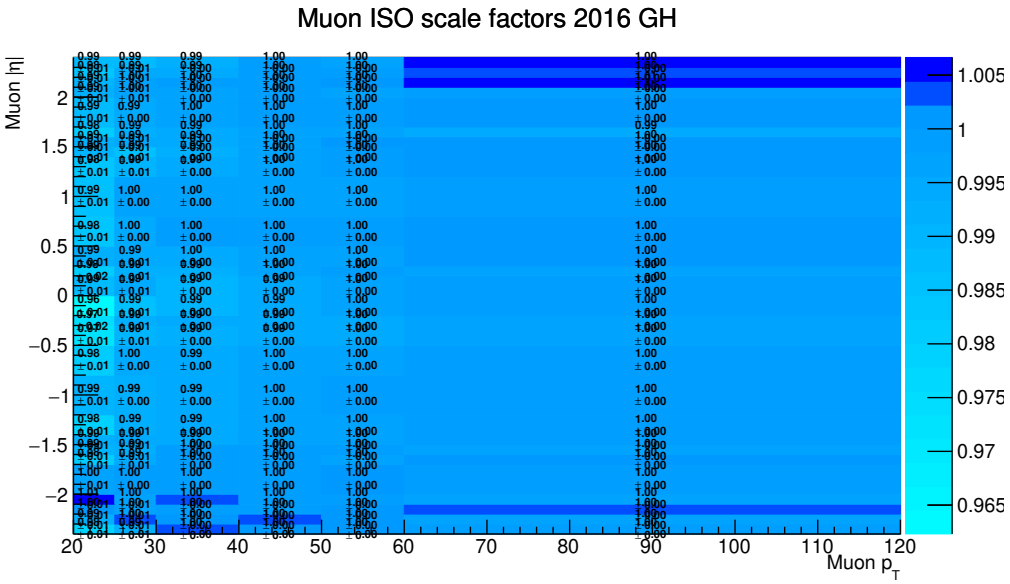


Fig. C.7: Histogramme 2D des facteurs correctifs d'isolation des muons pour l'année 2016 pour les ères de données G et H. L'abscisse est l'impulsion transverse p_T du jet considéré et l'ordonnée est sa pseudo-rapidité en valeur absolue $|\eta|$.

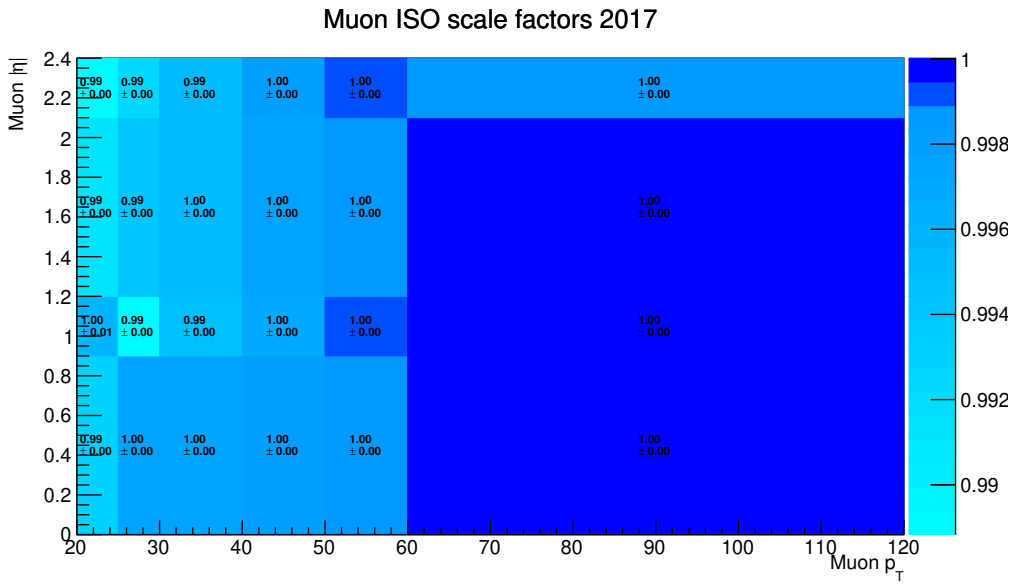


Fig. C.8: Histogramme 2D des facteurs correctifs d'isolation des muons pour l'année 2017. L'abscisse est l'impulsion transverse p_{T} du jet considéré et l'ordonnée est sa pseudo-rapidité en valeur absolue $|\eta|$.

C.2.2 b-, c-, LIGHT-JETS TAGGING

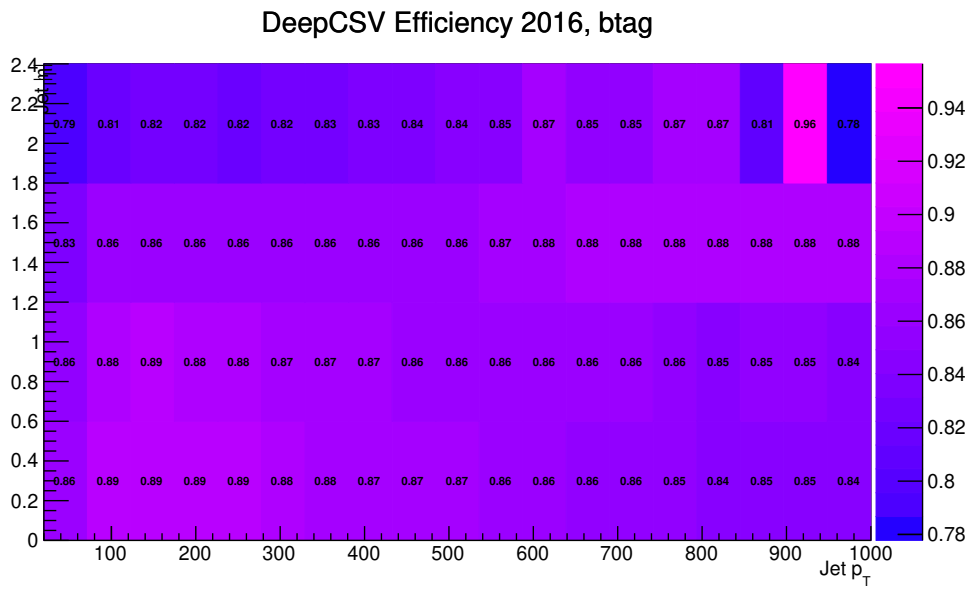


Fig. C.9: Histogramme 2D des facteurs correctifs pour l'efficacité de l'étiquetage b avec l'algorithme DeepCSV. L'abscisse est l'impulsion transverse p_{T} du jet considéré et l'ordonnée est sa pseudo-rapidité en valeur absolue $|\eta|$.

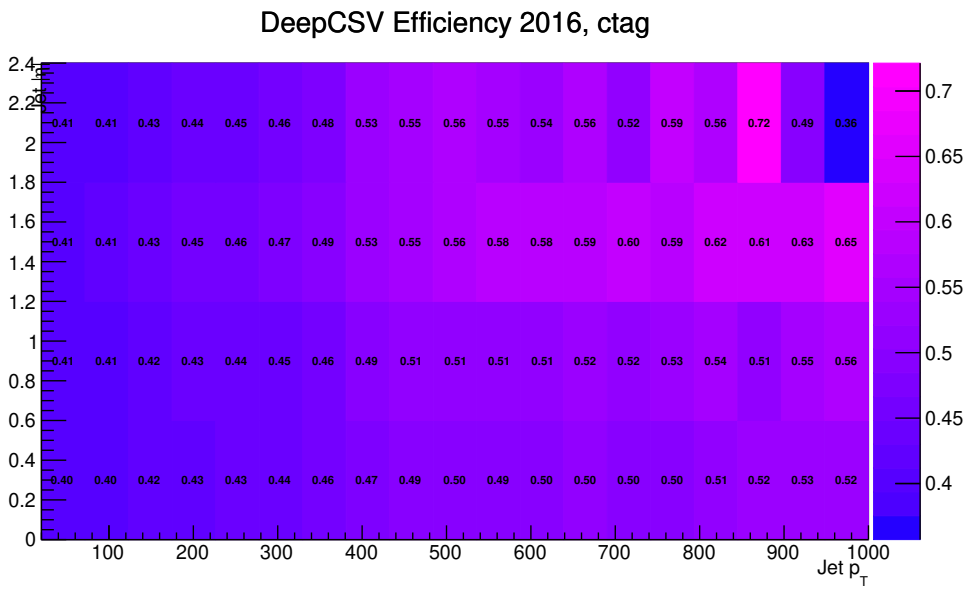


Fig. C.10: Histogramme 2D des facteurs correctifs pour l'efficacité de l'étiquetage c avec l'algorithme DeepCSV. L'abscisse est l'impulsion transverse p_T du jet considéré et l'ordonnée est sa pseudo-rapidité en valeur absolue $|\eta|$.

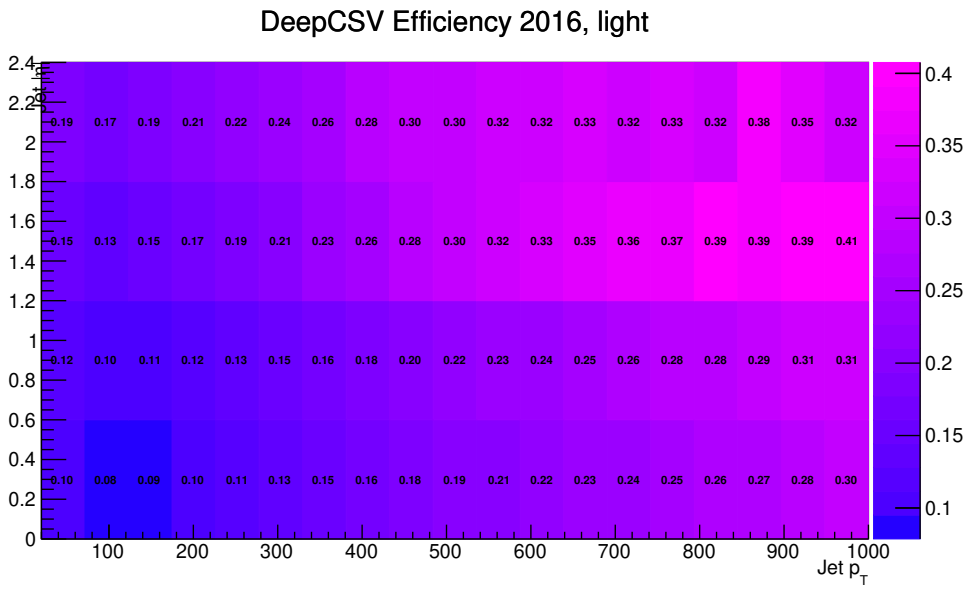


Fig. C.11: Histogramme 2D des facteurs correctifs pour l'efficacité de l'étiquetage des lights jets avec l'algorithme DeepCSV. L'abscisse est l'impulsion transverse p_T du jet considéré et l'ordonnée est sa pseudo-rapidité en valeur absolue $|\eta|$.

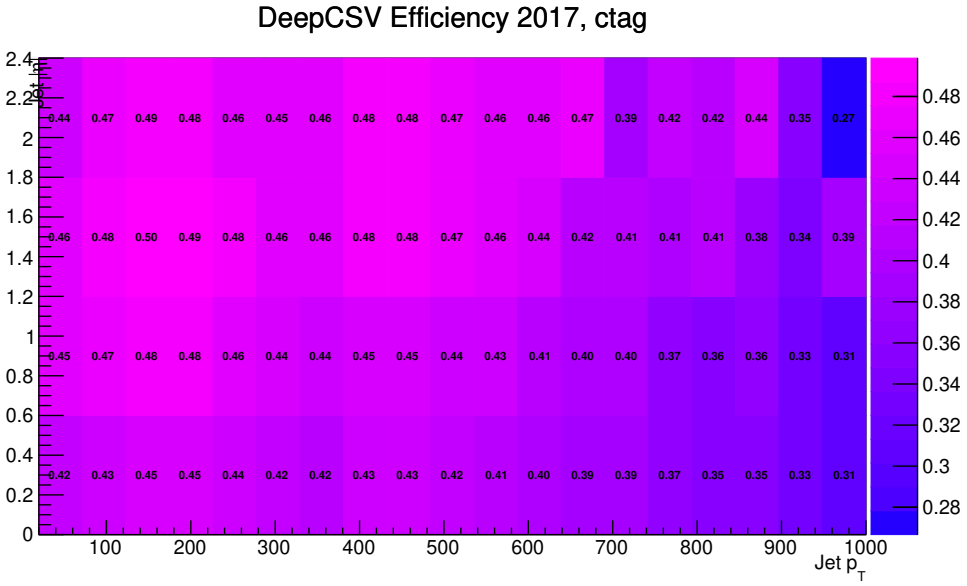


Fig. C.12: Histogramme 2D des facteurs correctifs pour l'efficacité de l'étiquetage c avec l'algorithme DeepCSV. L'abscisse est l'impulsion transverse p_T du jet considéré et l'ordonnée est sa pseudo-rapidité en valeur absolue $|\eta|$.

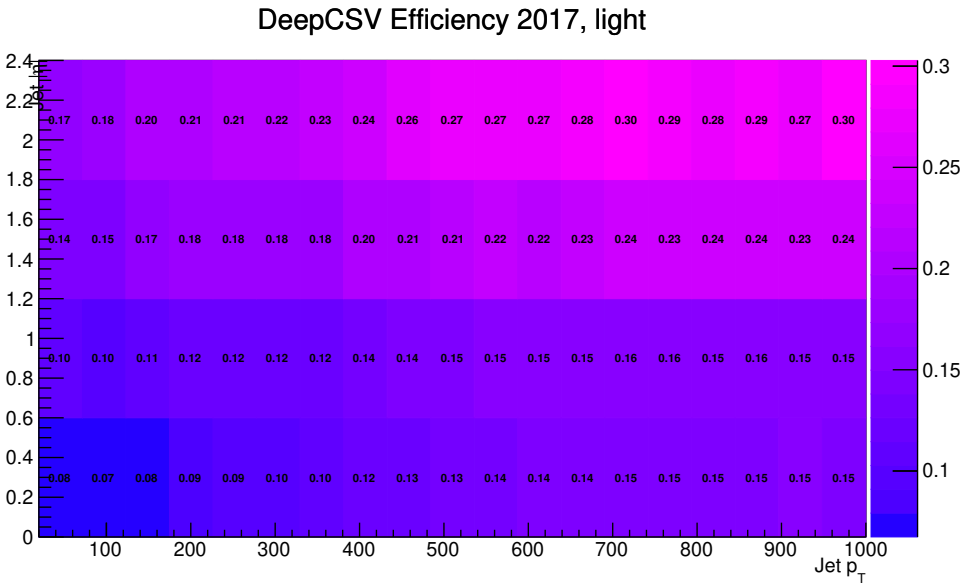
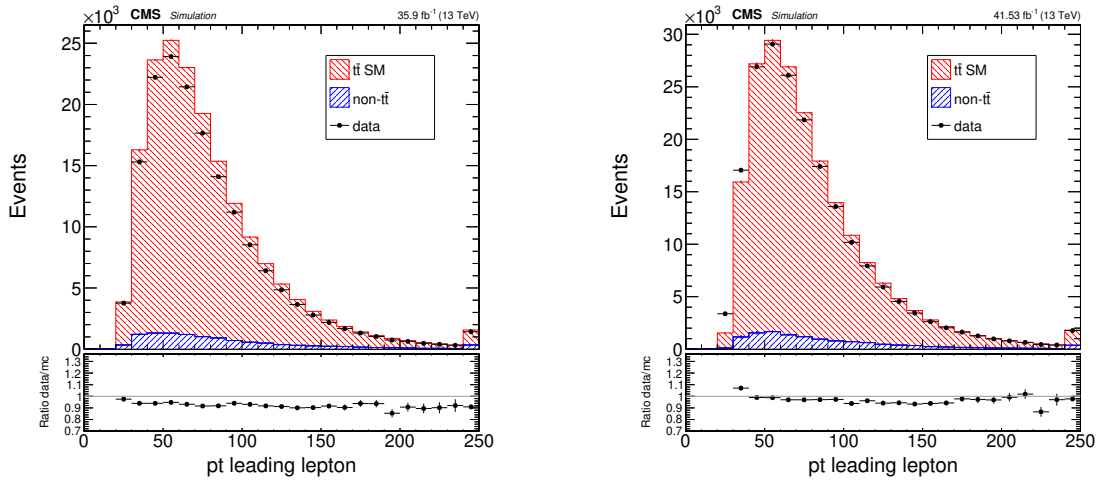


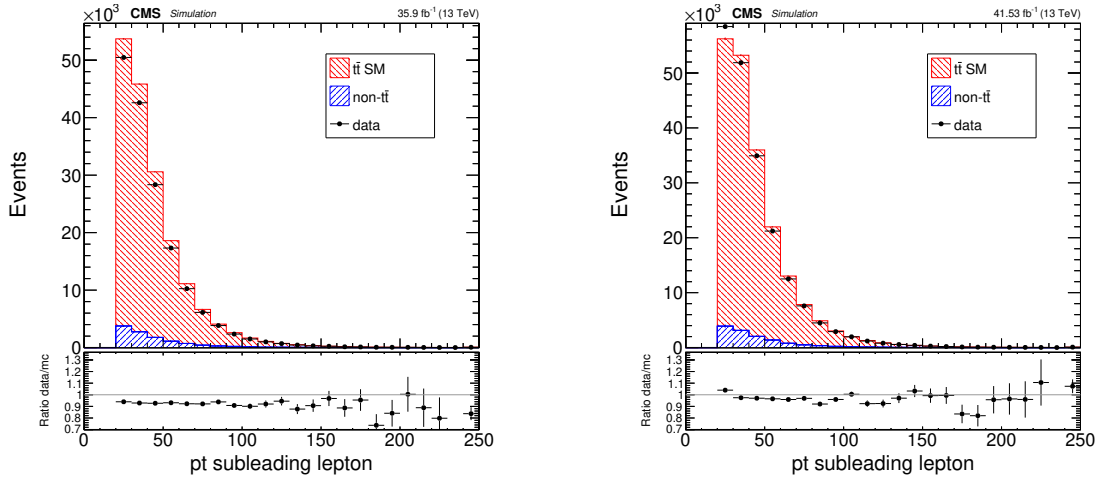
Fig. C.13: Histogramme 2D des facteurs correctifs pour l'efficacité de l'étiquetage des lights jets avec l'algorithme DeepCSV. L'abscisse est l'impulsion transverse p_T du jet considéré et l'ordonnée est sa pseudo-rapidité en valeur absolue $|\eta|$.

C.3 COMPARAISON DATA/MONTE-CARLO PRÉ-FITS



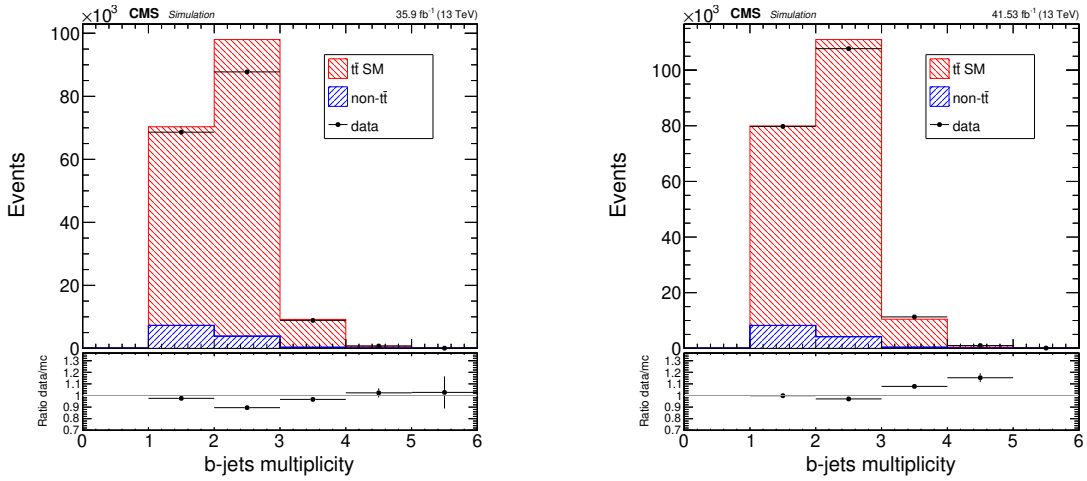
(a) 2016 **(b)** 2017

Fig. C.14: Comparaison données/Monte-Carlo pour le p_T du lepton leader pour l'année (a) 2016 et (b) 2017.



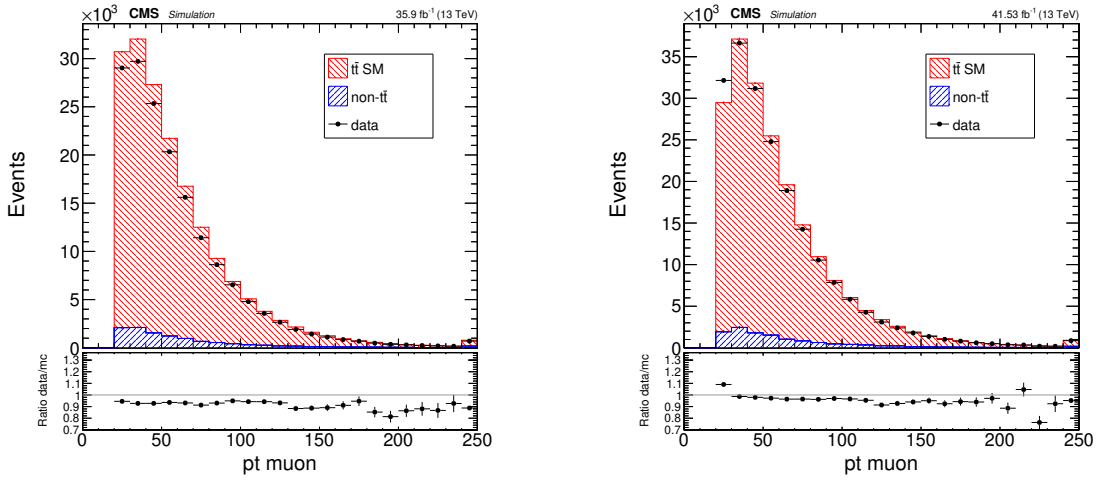
(a) 2016 **(b)** 2017

Fig. C.15: Comparaison données/Monte-Carlo pour le p_T du lepton subleader pour l'année (a) 2016 et (b) 2017.



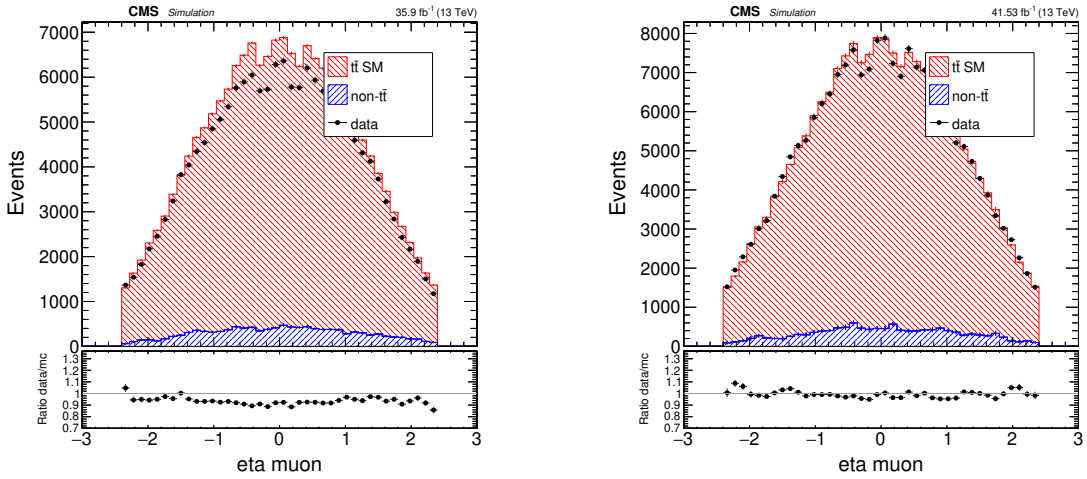
(a) 2016 **(b)** 2017

Fig. C.16: Comparaison données/Monte-Carlo pour le nombre de jets étiqueté b pour l'année (a) 2016 et (b) 2017.



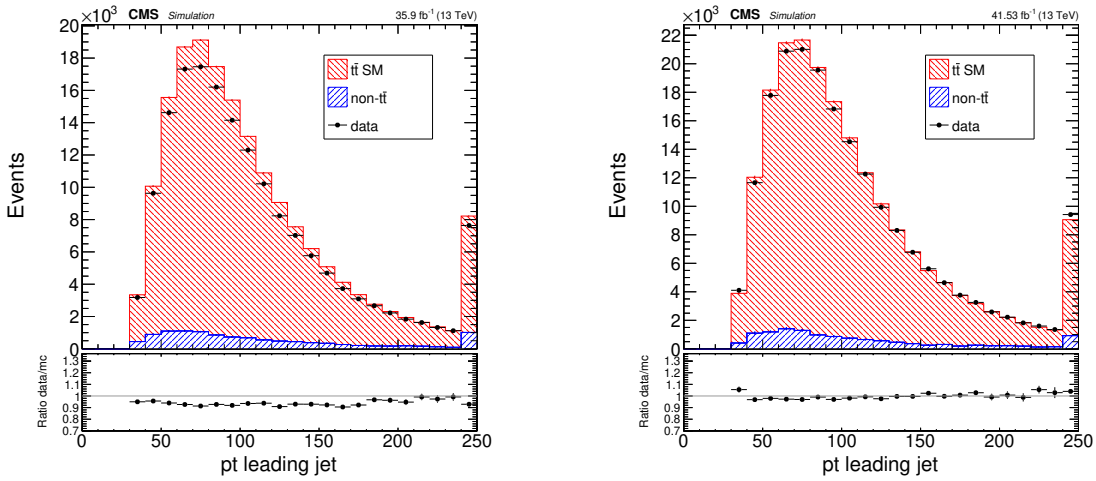
(a) 2016 **(b)** 2017

Fig. C.17: Comparaison données/Monte-Carlo pour le p_T du muon pour l'année (a) 2016 et (b) 2017.



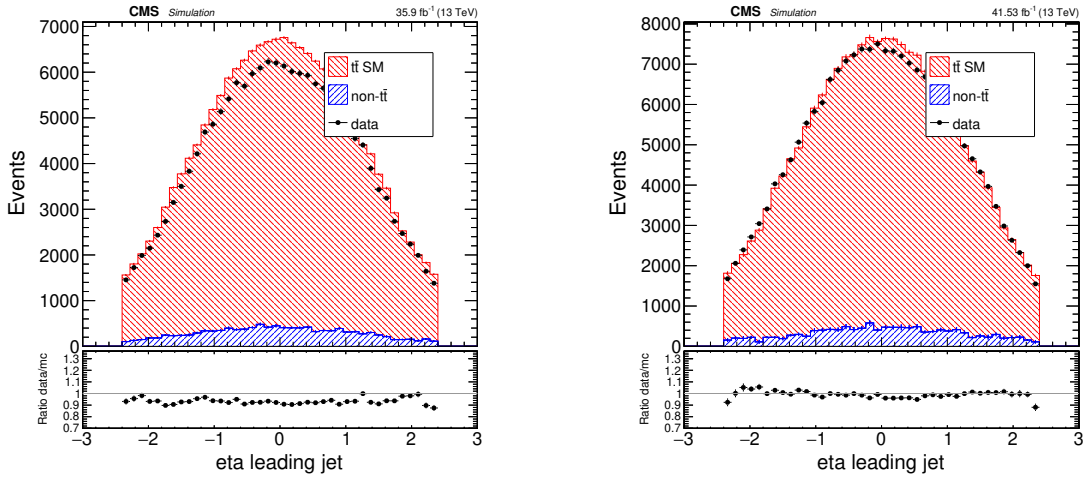
(a) 2016 **(b)** 2017

Fig. C.18: Comparaison données/Monte-Carlo pour le η du muon pour l'année (a) 2016 et (b) 2017.



(a) 2016 **(b)** 2017

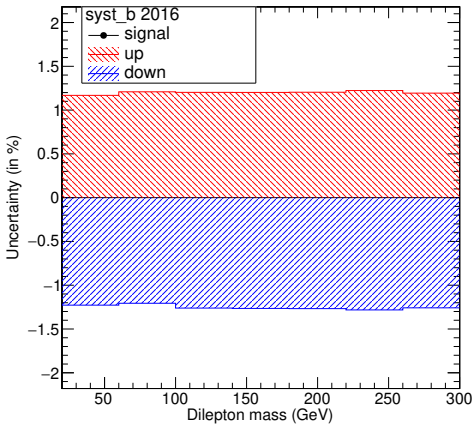
Fig. C.19: Comparaison données/Monte-Carlo pour le p_T du jet leader pour l'année (a) 2016 et (b) 2017.



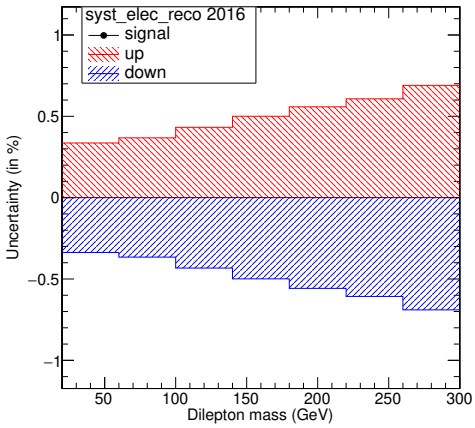
(a) 2016 **(b)** 2017

Fig. C.20: Comparaison données/Monte-Carlo pour le η du jet leader pour l'année (a) 2016 et (b) 2017.

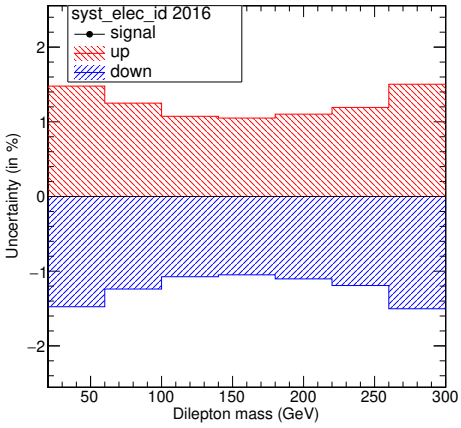
C.4 INCERTITUDES SYSTÉMATIQUES



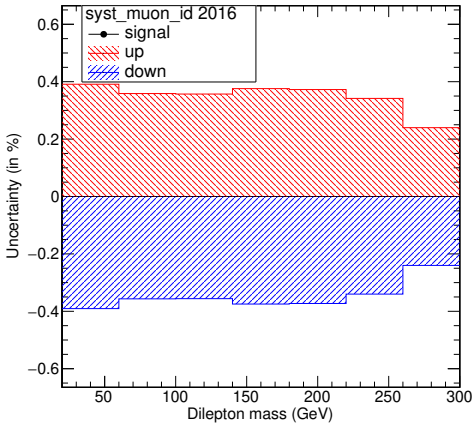
(a) incertitude sur l'étiquetage des b



(b) incertitude sur la reconstruction des e

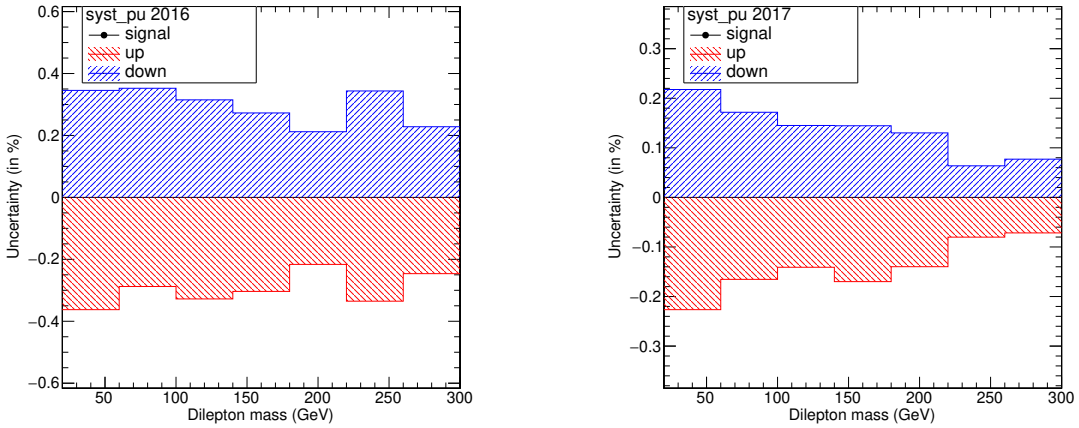


(c) incertitude sur l'identification des e



(d) incertitude sur l'identification des μ

Fig. C.21: Tracé des incertitudes systématiques pour l'année 2016 avec (a) étiquetage des b, (b) reconstruction des électrons, (c) identification des électrons et (d) identification des muons sur la masse dilepton de l'échantillon Monte-Carlo $t\bar{t}$. Chaque histogramme présente des incertitudes relatives.



(a) 2016 **(b)** 2017

Fig. C.22: Tracé des incertitudes systématiques du *pile-up* sur la masse dilepton de l'échantillon Monte-Carlo $t\bar{t}$. Chaque histogramme présente des incertitudes relatives pour l'année (a) 2016 et (b) 2017.

BIBLIOGRAPHIE

[1] S. L. Glashow, et al. « Weak interactions with lepton-hadron symmetry». *Phys. Rev. D*, 2 :1285–1292, 1970.

[2] S. Weinberg. «A Model of Leptons». *Physical Review Letters*, 19 :1264–1266, 1967. doi :10.1103/PhysRevLett.19.1264.

[3] A. Salam et J. C. Ward. «Weak and electromagnetic interactions». *Il Nuovo Cimento*, 11 :568–577, 1959. doi :10.1007/BF02726525.

[4] F. Englert et R. Brout. « Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons». *Phys. Rev. Lett.*, 13 :321–323, 1964.

[5] P. W. Higgs. «Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons». *Physical Review Letters*, 13 :508–509, 1964. doi :10.1103/PhysRevLett.13.508.

[6] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration). «Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC». *Phys.Lett.*, B716 :1–29, 2012.

[7] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). «Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC». *Phys.Lett.*, B716 :30–61, 2012.

[8] P. Zyla et al. (Particle Data Group). «Review of Particle Physics». *PTEP*, 2020(8) :083C01, 2020. doi :10.1093/ptep/ptaa104.

[9] C. S. Wu, et al. « Experimental test of parity conservation in beta decay». *Phys. Rev.*, 105 :1413–1415, 1957. doi :10.1103/PhysRev.105.1413. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.1413.

[10] M. Kobayashi et T. Maskawa. «CP-Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction». *Progress of Theoretical Physics*, 49(2) :652–657, 1973. doi :10.1143/PTP.49.652.

[11] T. M. Hahn, et al. « Neutrons and gamma-rays from the proton bombardment of beryllium». *Phys. Rev.*, 85 :934–934, 1952. doi :10.1103/PhysRev.85.934. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.85.934.

[12] H. L. Anderson, et al. « Total cross section of negative pions in hydrogen». *Phys. Rev.*, 85 :934–935, 1952. doi :10.1103/PhysRev.85.934.2. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.85.934.2.

[13] H. L. Anderson, et al. « Total cross sections of positive pions in hydrogen». *Phys. Rev.*, 85 :936–936, 1952. doi :10.1103/PhysRev.85.936. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.85.936.

[14] V. E. Barnes, et al. « Observation of a hyperon with strangeness minus three». *Phys. Rev. Lett.*, 12 :204–206, 1964. doi :10.1103/PhysRevLett.12.204. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.12.204.

[15] F. Willeke et H. Germany. « Hera and the next generation of lepton-ion colliders». *EPAC 2006 - Contributions to the Proceedings*, 2006.

[16] S. J. Brodsky et G. R. Farrar. «Scaling Laws at Large Transverse Momentum». *Phys. Rev. Lett.*, 31 :1153–1156, 1973. doi :10.1103/PhysRevLett.31.1153.

[17] G. Altarelli et G. Parisi. « Asymptotic freedom in parton language». *Nuclear Physics B*, 126(2) :298–318, 1977. ISSN 0550-3213. doi :https://doi.org/10.1016/0550-3213(77)90384-4. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0550321377903844.

[18] Y. L. Dokshitzer. «Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e+ e- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics.» *Sov. Phys. JETP*, 46 :641–653, 1977.

[19] V. N. Gribov et L. N. Lipatov. «Deep inelastic e p scattering in perturbation theory». *Sov. J. Nucl. Phys.*, 15 :438–450, 1972.

[20] J. Owens, et al. «Global parton distributions with nuclear and finite-Q^2 corrections». *Phys.Rev.*, D87(9) :094012, 2013.

[21] R. D. Ball, et al. « Parton distributions for the lhc run ii». *Journal of High Energy Physics*, 2015(4) :40, 2015. ISSN 1029-8479. doi :10.1007/JHEP04(2015)040. URL https://doi.org/10.1007/JHEP04(2015)040.

[22] J. Butterworth, et al. « Pdf4lhc recommendations for lhc run ii». *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, 43(2) :023001, 2016. ISSN 1361-6471. doi :10.1088/0954-3899/43/2/023001. URL http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/43/2/023001.

[23] L. Del Debbio. «Parton distributions in the LHC era». Dans « European Physical Journal Web of Conferences», tome 175 de *European Physical Journal Web of Conferences*, page 01006. 2018. doi :10.1051/epjconf/201817501006.

[24] B. Pontecorvo. «Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge». *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 26 :984, 1968.

[25] Z. Maki, et al. « Remarks on the unified model of elementary particles». *Progress of Theoretical Physics*, 28(5) :870–880, 1962.

[26] A. Connes. « Noncommutative geometry». 1994.

[27] L. Smolin. « An invitation to quantum loop gravity.» *Quantum Theory and Symmetries*, 2004. doi :10.1142/9789812702340_0078. URL http://dx.doi.org/10.1142/9789812702340_0078.

[28] C. Rovelli. « Loop quantum gravity». *Living Reviews in Relativity*, 1(1), 1998. ISSN 1433-8351. doi :10.12942/lrr-1998-1. URL http://dx.doi.org/10.12942/lrr-1998-1.

[29] S. Fubini et G. Veneziano. « Level structure of dual-resonance models». *Il Nuovo Cimento A (1965-1970)*, 64(4) :811–840, 1969. ISSN 1826-9869. doi : 10.1007/BF02758835. URL https://doi.org/10.1007/BF02758835.

[30] L. Susskind. « Structure of hadrons implied by duality». *Phys. Rev. D*, 1 :1182–1186, 1970. doi :10.1103/PhysRevD.1.1182. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.1.1182.

[31] V. A. Kostelecký et S. Samuel. « Spontaneous breaking of lorentz symmetry in string theory». *Phys. Rev. D*, 39 :683–685, 1989. doi :10.1103/PhysRevD.39.683. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.39.683.

[32] S. M. Carroll, et al. « Noncommutative field theory and lorentz violation». *Phys. Rev. Lett.*, 87 :141601, 2001. doi :10.1103/PhysRevLett.87.141601. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.87.141601.

[33] V. A. Kostelecký et S. Samuel. « Spontaneous breaking of lorentz symmetry in string theory». *Phys. Rev. D*, 39 :683–685, 1989. doi :10.1103/PhysRevD.39.683. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.39.683.

[34] D. Colladay et V. A. Kostelecký. « Lorentz-violating extension of the standard model». *Phys. Rev. D*, 58 :116002, 1998. doi :10.1103/PhysRevD.58.116002. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.58.116002.

[35] D. Colladay et V. A. Kostelecký. «CPT violation and the standard model». *Phys. Rev. D*, 55 :6760–6774, 1997. doi :10.1103/PhysRevD.55.6760. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.55.6760.

[36] R. Lehnert. « Dirac theory within the standard-model extension». *Journal of Mathematical Physics*, 45(8) :3399–3412, 2004. ISSN 1089-7658. doi :10.1063/1.1769105. URL http://dx.doi.org/10.1063/1.1769105.

[37] V. A. Kostelecký et N. Russell. « Data tables for lorentz and cptviolation». *Reviews of Modern Physics*, 83(1) :11–31, 2011. ISSN 1539-0756. doi :10.1103/revmodphys.83.11. URL http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.83.11.

[38] V. M. Abazov, et al. «Search for Violation of Lorentz Invariance in Top Quark Pair Production and Decay». *Physical Review Letters*, 108(26) :261603, 2012. doi : 10.1103/PhysRevLett.108.261603. 1203.6106.

[39] B. R. Heckel, et al. « Preferred-frame andcp-violation tests with polarized electrons». *Physical Review D*, 78(9), 2008. ISSN 1550-2368. doi :10.1103/physrevd.78.092006. URL http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.78.092006.

[40] B. Altschul. « Bounds on spin-dependent lorentz violation from inverse compton observations». *Physical Review D*, 75(4), 2007. ISSN 1550-2368. doi :10.1103/physrevd.75.041301. URL http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.75.041301.

[41] M. Nagel, et al. « Direct terrestrial test of lorentz symmetry in electrodynamics to 10–18». *Nature Communications*, 6(1), 2015. ISSN 2041-1723. doi :10.1038/ncomms9174. URL http://dx.doi.org/10.1038/ncomms9174.

[42] E. Komatsu, et al. « Seven-year wilkinson microwave anisotropy probe (wmap) observations : Cosmological interpretation». *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 192(2) :18, 2011. ISSN 1538-4365. doi :10.1088/0067-0049/192/2/18. URL http://dx.doi.org/10.1088/0067-0049/192/2/18.

[43] Y. Gomes et P. Malta. « Laboratory-based limits on the carroll-field-jackiw lorentz-violating electrodynamics». *Physical Review D*, 94(2), 2016. ISSN 2470-0029. doi :10.1103/physrevd.94.025031. URL http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.94.025031.

[44] M. Czakon, et al. « Total top-quark pair-production cross section at hadron colliders througho(αs4)». *Physical Review Letters*, 110(25), 2013. ISSN 1079-7114. doi :10.1103/physrevlett.110.252004. URL http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.252004.

[45] M. Brucherseifer, et al. « On the nnlo qcd corrections to single-top production at the lhc». *Physics Letters B*, 736 :58–63, 2014. ISSN 0370-2693. doi :10.1016/j.physletb.2014.06.075. URL http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2014.06.075.

[46] M. h. S. Berger, et al. « Lorentz and *cpt* violation in top-quark production and decay». *Phys. Rev. D*, 93 :036005, 2016. doi :10.1103/PhysRevD.93.036005. URL https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.93.036005.

[47] S. Chatrchyan et al. (CMS). «The CMS Experiment at the CERN LHC». *JINST*, 3 :S08004, 2008. doi :10.1088/1748-0221/3/08/S08004.

[48] D. D. McCarthy, et al. «THE PHYSICAL BASIS OF THE LEAP SECOND». *The Astronomical Journal*, 136(5) :1906–1908, 2008. doi :10.1088/0004-6256/136/5/1906. URL https://doi.org/10.1088/0004-6256/136/5/1906.

[49] S. Aoki, et al. «The New definition of Universal Time». *Astronomy and Astrophysics*, 1981.

[50] M. Jones. «Computation of WGS83 geodetic coordinates and azimuths at the LHC interaction points». 2005.

[51] J. Alwall, et al. «The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations». *Journal of High Energy Physics*, 7 :79, 2014. doi :10.1007/JHEP07(2014)079. 1405.0301.

[52] R. e. a. Ball. *Nuclear Physics B*, 867 :244–289, 2013.

[53] A. Carle, et al. « Prospects for lorentz invariance violation searches with top pair production at the lhc and future hadron colliders». *The European Physical Journal C*, 80(2), 2020. ISSN 1434-6052. doi :10.1140/epjc/s10052-020-7715-2. URL http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-7715-2.

[54] V. Khachatryan, et al. «Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section using events in the $e\mu$ final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$TeV ». *The European Physical Journal C*, 77(3), 2017. ISSN 1434-6052. doi :10.1140/epjc/s10052-017-4718-8. URL http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-4718-8.

[55] A. Carle, et al. «Prospects for Lorentz-Violation Searches with Top Pair Production at the LHC and Future Colliders». Dans «8th Meeting on CPT and Lorentz Symmetry», 2019. doi :10.1142/9789811213984_0052. 1909.01990.

[56] O. S. Brüning, et al. *LHC Design Report*. CERN Yellow Reports : Monographs. CERN, Geneva, 2004. doi :10.5170/CERN-2004-003-V-1. URL http://cds.cern.ch/record/782076.

[57] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration). «The ALICE experiment at the CERN LHC». *JINST*, 3 :S08002, 2008.

[58] G. Aad, et al. «Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC». *Physics Letters B*, 716 :1–29, 2012. doi :10.1016/j.physletb.2012.08.020. 1207.7214.

[59] S. Chatrchyan, et al. «Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC». *Physics Letters B*, 716 :30–61, 2012. doi :10.1016/j.physletb.2012.08.021. 1207.7235.

[60] J. Alves, A. Augusto et al. (LHCb Collaboration). «The LHCb Detector at the LHC». *JINST*, 3 :S08005, 2008.

[61] R. Aaij et al. (LHCb collaboration). «First observation of CP violation in the decays of B_s^0 mesons». *Phys.Rev.Lett.*, 110 :221601, 2013.

[62] O. Adriani et al. (LHCf Collaboration). «The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider». *JINST*, 3 :S08006, 2008.

[63] J. Pinfold, et al. (MoEDAL Collaboration). «Technical Design Report of the MoEDAL Experiment». Rapport technique CERN-LHCC-2009-006. MoEDAL-TDR-001, CERN, Geneva, 2009.

[64] G. Anelli et al. (TOTEM Collaboration). «The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider». *JINST*, 3 :S08007, 2008.

[65] A. Dominguez, et al. «CMS Technical Design Report for the Pixel Detector Upgrade». Rapport technique, 2012. Additional contacts : Jeffrey Spalding, Fermilab, Jeffrey.Spalding@cern.ch Didier Contardo, Universite Claude Bernard-Lyon I, didier.claude.contardo@cern.ch, URL https://cds.cern.ch/record/1481838.

[66] T. T. G. of the CMS Collaboration. « The cms phase-1 pixel detector upgrade». 2020. 2012.14304.

[67] T. C. Collaboration. « Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker». *Journal of Instrumentation*, 9(10) :P10009–P10009, 2014. doi :10.1088/1748-0221/9/10/p10009. URL https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/10/p10009.

[68] CMS Collaboration. «CMS ECAL Response to Laser Light». 2019. URL https://cds.cern.ch/record/2668200.

[69] J. Mans, et al. «CMS Technical Design Report for the Phase 1 Upgrade of the Hadron Calorimeter». Rapport technique, 2012. Additional contact persons : Jeffrey Spalding, Fermilab, spalding@cern.ch, Didier Contardo, Universite Claude Bernard-Lyon I, contardo@cern.ch, URL https://cds.cern.ch/record/1481837.

[70] V. D. Elvira. «Measurement of the Pion Energy Response and Resolution in the CMS HCAL Test Beam 2002 Experiment». Rapport technique, CERN, Geneva, 2004. URL http://cds.cern.ch/record/800406.

[71] V. Khachatryan, et al. (CMS Collaboration). «The CMS trigger system. The CMS trigger system». *JINST*, 12 :P01020. 122 p, 2016. doi : 10.1088/1748-0221/12/01/P01020. Replaced with the published version. Added the journal reference and DOI. All the figures and tables can be found at http ://cms-results.web.cern.ch/cms-results/public-results/publications/TRG-12-001/index.html, 1609.02366, URL https://cds.cern.ch/record/2212926.

[72] V. Balagura. « Van der meer scan luminosity measurement and beam–beam correction». *The European Physical Journal C*, 81(1), 2021. ISSN 1434-6052. doi :10.

1140/epjc/s10052-021-08837-y. URL http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-08837-y.

[73] CMS Collaboration. «CMS luminosity measurement for the 2018 data-taking period at $\sqrt{s} = 13$ TeV». Rapport technique, CERN, Geneva, 2019. URL https://cds.cern.ch/record/2676164.

[74] S. Alioli, et al. «A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX». *JHEP*, 1006 :043, 2010.

[75] T. Sjostrand, et al. «PYTHIA 6.2 : Physics and manual». 2001.

[76] G. Corcella, et al. «HERWIG 6 : An Event generator for hadron emission reactions with interfering gluons (including supersymmetric processes)». *JHEP*, 0101 :010, 2001.

[77] S. Agostinelli, et al. «Geant4 — a simulation toolkit». *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 506(3) :250 – 303, 2003. ISSN 0168-9002.

[78] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). «Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET». Rapport technique CMS-PAS-PFT-09-001, CERN, 2009. Geneva, 2009.

[79] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). «Commissioning of the Particle-flow Event Reconstruction with the first LHC collisions recorded in the CMS detector». Rapport technique CMS-PAS-PFT-10-001, Geneva, 2010.

[80] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). «Commissioning of the Particle-Flow reconstruction in Minimum-Bias and Jet Events from pp Collisions at 7 TeV». Rapport technique CMS-PAS-PFT-10-002, CERN, Geneva, 2010.

[81] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). «Particle-flow commissioning with muons and electrons from J/Ψ and W events at 7 TeV». Rapport technique CMS-PAS-PFT-10-003, CERN, Geneva, 2010.

[82] F. Beaudette, et al. «Electron Reconstruction within the Particle Flow Algorithm (note privée)». Rapport technique CMS-NOTE-2010-034, CERN, Geneva, 2010.

[83] W. Adam, et al. «Track Reconstruction in the CMS tracker». Rapport technique CMS-NOTE-2006-041, CERN, Geneva, 2006.

[84] R. Frühwirth, et al. «Adaptive Vertex Fitting». Rapport technique CMS-NOTE-2007-008, CERN, Geneva, 2007.

[85] S. Chatrchyan et al. (CMS Collaboration). «Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at $\sqrt{s} = 7$ TeV». *JINST*, 7 :P10002, 2012.

[86] M. Cacciari, et al. « Fastjet user manual». *The European Physical Journal C*, 72(3), 2012. ISSN 1434-6052. doi :10.1140/epjc/s10052-012-1896-2. URL http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1896-2.

[87] M. Cacciari, et al. « The anti- k t jet clustering algorithm». *Journal of High Energy Physics*, 2008(04) :063, 2008.

[88] Y. Dokshitzer, et al. « Better jet clustering algorithms». *Journal of High Energy Physics*, 1997(08) :001, 1997.

[89] W. S. Sarle. « Neural networks and statistical models». 1994.

[90] A. Sirunyan, et al. « Identification of heavy-flavour jets with the cms detector in pp collisions at 13 tev». *Journal of Instrumentation*, 13(05) :P05011–P05011, 2018. ISSN 1748-0221. doi :10.1088/1748-0221/13/05/p05011. URL http://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/13/05/P05011.

[91] D. Guest, et al. « Jet flavor classification in high-energy physics with deep neural networks». *Physical Review D*, 94(11), 2016. ISSN 2470-0029. doi :10.1103/physrevd.94.112002. URL http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.94.112002.

[92] F. Chollet et al. « Keras». https://github.com/fchollet/keras, 2015.

[93] M. Abadi, et al. « Tensorflow : Large-scale machine learning on heterogeneous distributed systems». 2016. 1603.04467.

[94] V. Khachatryan, et al. « Search for the associated production of the higgs boson with a top-quark pair». *Journal of High Energy Physics*, 2014(9), 2014. ISSN 1029-8479. doi :10.1007/jhep09(2014)087. URL http://dx.doi.org/10.1007/JHEP09(2014)087.

[95] A. Carle, et al. « Heppy $t\bar{t}$ analysis». https://github.com/Arc-Pintade/ttbar-analysis-heppy, 2020.

[96] ATLAS, CMS, LHC Higgs Combination Group. «Procedure for the LHC Higgs boson search combination in Summer 2011». 2011.

[97] A. Carle, et al. « Cms analysis note». Rapport technique, 2021.

[98] S. Chenarani, et al. « Cms analysis note». Rapport technique, 2019. URL https://cms.cern.ch/iCMS/user/noteinfo?cmsnoteid=CMS%20AN-2019/140.

[99] The ATLAS Collaboration, The CMS Collaboration, The LHC Higgs Combination Group. «Procedure for the LHC Higgs boson search combination in Summer 2011». Rapport technique, CERN, Geneva, 2011. URL http://cds.cern.ch/record/1379837.

[100] J. S. Conway. « Incorporating nuisance parameters in likelihoods for multisource spectra». 2011. 1103.0354.

[101] R. Barlow et C. Beeston. « Fitting using finite monte carlo samples». *Computer Physics Communications*, 77(2) :219–228, 1993. ISSN 0010-4655. doi :https://doi.org/10.1016/0010-4655(93)90005-W. URL https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/001046559390005W.

[102] J. Neyman et E. S. Pearson. « On the problem of the most efficient tests of statistical hypotheses». *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 231(694-706), 1933. ISSN 0264-3952. doi :https://doi.org/10.1098/rsta.1933.0009. URL https://royalsocietypublishing.org/doi/10.1098/rsta.1933.0009.

[103] The ATLAS Collaboration, The CMS Collaboration, The LHC Higgs Combination Group. «Procedure for the LHC Higgs boson search combination in Summer 2011». Rapport technique, CERN, Geneva, 2011. URL https://cds.cern.ch/record/1379837.

[104] A. M. Sirunyan et D. Bloch. « Extraction and validation of a new set of cms pythia8 tunes from underlying-event measurements». *The European Physical Journal C*, 80(1) :4, 2020. ISSN 1434-6052. doi :10.1140/epjc/s10052-019-7499-4. URL https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7499-4.

[105] R. Aaij, et al. «Search for Violations of Lorentz Invariance and C P T Symmetry in $B_{(s}^{)0}$ Mixing». *Physical Review Letters*, 116(24) :241601, 2016. doi :10.1103/PhysRevLett.116.241601. 1603.04804.