



Physique du quark top dans l'expérience CMS au démarrage du LHC

Thomas Le Grand Le Grand

► To cite this version:

Thomas Le Grand Le Grand. Physique du quark top dans l'expérience CMS au démarrage du LHC. Autre [cond-mat.other]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2010. Français. NNT : 2010LYO10165 . tel-00527815v2

HAL Id: tel-00527815

<https://theses.hal.science/tel-00527815v2>

Submitted on 27 Jan 2011

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

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

Thèse

présentée devant

l'Université Claude Bernard Lyon-I

Ecole Doctorale de Physique et d'Astrophysique

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT
Spécialité : Physique des Particules

(arrêté du 7 août 2006)

par

Thomas LE GRAND

Physique du quark top dans l'expérience CMS au démarrage du LHC

Soutenue le 28 septembre 2010
devant la Commission d'Examen

Jury :	M.	J.	Gascon	Président du jury
	M.	P.	Bartalini	Rapporteur
	M.	D.	Gelé	Rapporteur
	M.	D.	Contardo	Directeur de thèse
	M.	R.	Chierici	Co-Directeur de thèse
	M.	W.	Adam	

THÈSE

présentée

devant l'Université Claude-Bernard Lyon-1

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT

(arrêté du 7 août 2006)

présentée et soutenue publiquement le

28 Septembre 2010

par

Thomas LE GRAND

Physique du quark top dans l'expérience CMS au démarrage du LHC

Commission d'examen:

- | | | |
|----|------------------|-------------------------|
| M. | Wolfgang ADAM | |
| M. | Paolo BARTALINI | (Rapporteur) |
| M. | Roberto CHIERICI | (Co-Directeur de Thèse) |
| M. | Didier CONTARDO | (Directeur de Thèse) |
| M. | Jules GASCON | (Président du jury) |
| M. | Denis GELÉ | (Rapporteur) |

Remerciements

En tout premier lieu je tiens à remercier mes deux directeurs de thèse, Didier Contardo et Roberto Chierici, qui m’ont supervisé lors de chaque moitié de ma thèse. Didier m’a donné l’opportunité de comprendre une partie de la vie d’une expérience dont j’ignorais tout : le développement du logiciel, et de participer à sa mise au point avec toutes les contraintes de temps et d’efficacité que cela sous-entend. Il a su me mettre la pression afin de tirer le meilleur de moi-même.

C’est grâce à Roberto que j’ai fait cette thèse, en effet j’ai particulièrement apprécié le stage que j’ai effectué avec lui pour mon Master et le sujet de thèse qu’il m’a proposé à l’époque était des plus excitant. Même lorsque le LHC a vécu ses incidents et pris du retard, il a su garder ma motivation intacte jusqu’à la fin. Je le remercie pour m’avoir choisi à l’époque et pour cette aventure que j’ai vécu depuis.

Je remercie aussi les membres du jury qui ont accepté de juger la valeur de mon travail : Wolfgang Adam, Paolo Bartalini, Jules Gascon et Denis Gelé en plus de mes directeurs de thèse. Malgré l’actualité chargée du LHC, ils ont pris de le temps de lire mon mémoire de thèse et de faire le déplacement pour ma soutenance.

Au cours des trois années de ma thèse, j’ai aussi eu l’occasion de collaborer avec d’autres membres de l’équipe CMS de l’IPNL et que je tiens à remercier :

- Gaëlle Boudoul avec qui j’ai étroitement collaboré sur la partie trajectographie, dont la connaissance du trajectographe, les conseils et la bonne humeur ont toujours été appréciables
- Morgan Lethuiller, qui avec son expertise informatique m’a nettement aidé plus d’une fois et qui a surtout mis au point le cadre d’analyse informatique de l’équipe CMS à l’IPNL (mais pourquoi TotoAnalyzer?).
- Stéphane Perriès, le deuxième membre fondateur du groupe “Top” à Lyon avec Roberto, dont l’expérience et l’expertise physique ont toujours été utiles.
- Éric Chabert, qui a soutenu sa thèse avant moi dans le groupe et m’a fait profité de ses connaissances relatives à CMS et à l’informatique, me permettant ainsi de progresser plus vite.

Sans oublier tous les autres doctorants de l’équipe CMS et au-delà pour les échanges pas toujours très scientifiques mais extrêmement enrichissants.

Je remercie aussi Boris Mangano pour son impulsion et ses idées qui ont été à l’origine de mon travail sur la trajectographie.

Je remercie ma famille pour l'éducation qu'elle m'a donné et pour m'avoir toujours soutenu dans mes études.

Mes pensées vont tout particulièrement à ma chère et tendre qui m'a toujours soutenu et supporté toutes ces années avec mes horaires, mon caractère et le stress. Je pense aussi à mon petit garçon qui est arrivé juste pour couronner la fin de ma thèse (et avant les données à 7 TeV qui l'eut crû). Leurs avis et leurs vies ont toujours été au cœur de mon parcours scientifique et personnel.

Table des matières

Remerciements	iii
Introduction	1
1 Le Modèle Standard et le LHC	3
1.1 Le Modèle Standard	3
1.1.1 Les particules élémentaires	4
1.1.2 Les interactions du Modèle Standard	5
1.1.3 Le formalisme du Modèle Standard	5
1.1.4 Au-delà du Modèle Standard	10
1.2 Le CERN	12
1.2.1 La création du CERN	12
1.2.2 L’histoire du CERN	13
1.2.3 Les autres acteurs majeurs dans le monde	14
1.3 Le Large Hadron Collider : LHC	16
1.3.1 Choix d’un collisionneur hadronique	16
1.3.2 La chaîne d’injection	17
1.3.3 Les faisceaux dans le LHC	18
1.3.4 Luminosité et nombre d’événements	20
1.3.5 Descriptions des expériences	21
1.4 Le détecteur “Compact Muon Solenoïd” : CMS	22
1.4.1 L’aimant supra-conducteur	25
1.4.2 Le trajectographe	26
1.4.3 Le calorimètre électromagnétique	30
1.4.4 Le calorimètre hadronique	31
1.4.5 Le spectrographe à muons	33

1.4.6	Le système de déclenchement et d'acquisition des données	35
1.4.7	Objets physiques et premiers résultats des années 2009/2010 . . .	37
2	Reconstruction des germes de traces dans CMS	41
2.1	Trajectographie au sein de CMS	41
2.1.1	Les senseurs silicium	42
2.1.2	La reconstruction des traces	44
2.1.3	La reconstruction des vertex	47
2.2	Reconstruction initiale des germes	50
2.2.1	Définition	50
2.2.2	Contraintes de reconstruction	50
2.2.3	Algorithme de reconstruction des germes	52
2.2.4	Les germes utilisés	53
2.3	Nouvelle reconstruction des germes	54
2.3.1	Problématique	54
2.3.2	Mise au point de nouvelles méthodes	55
2.3.3	Test et réglages	57
2.3.4	Intégration officielle dans CMSSW	66
2.3.5	Reconstruction itérative des traces	72
2.3.6	Conclusion	73
3	La physique du quark top au sein du Modèle Standard	75
3.1	La physique du quark top	75
3.1.1	La production du quark top	76
3.1.2	Les modes de désintégration du quark top	78
3.1.3	Revue expérimentale des propriétés du quark top	80
3.2	L'importance du quark top au LHC	84
3.2.1	Calibrations du détecteur	84
3.2.2	Sensibilité à la nouvelle physique	86
3.2.3	Bruit de fond des autres analyses	87
3.3	La section efficace de production de paires $t\bar{t}$	88
3.3.1	Détermination de la section efficace	89
3.3.2	Incertitudes provenant du Modèle Standard	91

3.3.3	Implications de la nouvelle physique	93
4	Génération, simulation et reconstruction des événements	97
4.1	La génération Monte-Carlo	97
4.1.1	La chaîne de génération	98
4.1.2	Les fonctions de distribution des partons	100
4.1.3	Description de l'événement dur et de la gerbe partonique	101
4.2	Comparaison de différents générateurs pour la physique du top	102
4.2.1	Les générateurs en présence	102
4.2.2	La génération à six fermions versus standard des paires $t\bar{t}$	104
4.2.3	Les radiations de jets	108
4.2.4	Conclusion	112
4.3	La simulation du détecteur	113
4.3.1	Différents types de simulation	113
4.3.2	Simulation complète	114
4.3.3	Simulation rapide	115
4.4	La reconstruction des jets	115
4.4.1	Les algorithmes des jets	116
4.4.2	La calibration des jets	119
4.4.3	L'étiquetage des jets de b	121
4.5	La reconstruction des leptons	123
4.5.1	La reconstruction des muons	124
4.5.2	La reconstruction des électrons	126
4.6	La reconstruction de l'énergie transverse manquante	129
5	Mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ dès le démarrage	131
5.1	Choix préliminaires et Monte-Carlo	131
5.1.1	Choix du canal d'analyse	132
5.1.2	Les échantillons utilisés	133
5.1.3	Optimisation de la sélection	134
5.2	La sélection des événements	135
5.2.1	Les sélections primaires	135
5.2.2	Sélection des muons	136

5.2.3	Veto sur les électrons	141
5.2.4	Sélections des jets	141
5.2.5	Veto sur le Z^0	142
5.2.6	Résultat de la sélection	143
5.3	Les erreurs systématiques	145
5.3.1	Erreur systématique théorique	146
5.3.2	Erreur systématique expérimentale	147
5.3.3	Erreur systématique totale	149
5.4	Application aux données réelles	149
5.4.1	Distributions préliminaires	149
5.4.2	Comptage des événements sélectionnés	150
5.4.3	Estimation de la section efficace	152
5.5	Conclusion	154
Conclusion		155
Annexe		159
Liste des tableaux		166
Table des figures		167
Bibliographie		175

Résumé

La première partie de cette thèse porte sur l'amélioration de l'algorithme de l'étape d'initiation de reconstruction des traces de hadrons et de muons au sein du trajectographe au silicium de l'expérience CMS. Les différentes étapes de mise au point et de tests, qui ont permis d'aboutir à la qualification de ce nouvel algorithme en tant que méthode standard d'initiation de la reconstruction des traces, sont présentées dans ce document.

La deuxième partie concerne la mise en place d'une méthode alternative de mesure de la section efficace de production des paires top-antitop dans l'expérience CMS lors du démarrage du LHC. Cette analyse est effectuée à partir du canal de désintégration semi-muonique avec au moins un muon supplémentaire provenant d'un des quarks bottom et a été réalisée en simulation complète démontrant ainsi la possibilité d'une "redécouverte" possible du quark top avec 5 pb^{-1} . Les 2.4 pb^{-1} de données réelles obtenues à la fin du mois d'Août m'ont permis d'observer les premières paires top-antitop et d'effectuer une première mesure de section efficace : $171 \pm 77(\text{stat.}) \pm 27(\text{syst.}) \text{ pb}$.

Mots-clefs : LHC, expérience CMS, quark top, section efficace, algorithme de trace, premières données.

PHYSICS OF THE QUARK TOP WITHIN THE CMS EXPERIMENT AT THE LHC LAUNCH

Abstract

The first part of this thesis is about the improve made to the seeding algorithm of track reconstruction for the hadrons and the muons in the silicon tracker of the CMS experiment. The different stages from the creation to the tests, which allowed us to qualify this new algorithm as the standard seeding for tracks reconstruction, are presented in this document.

The second part is dedicated to the creation of an alternative method to measure the cross-section of the top-antitop pairs production in the CMS experiment at the LHC launch. This analysis has been made using the channel of the semi-muonic decay with at least one another muon coming from a bottom quark and has been studied on full simulation showing the feasibility to "re-discover" the top quark with 5 pb^{-1} . The 2.4 pb^{-1} of data collected by the end of august have allowed me to observe the first top-antitop pairs and to make the first cross-section measurement: $171 \pm 77(\text{stat.}) \pm 27(\text{syst.}) \text{ pb}$.

Keywords : LHC, CMS experiment, quark top, cross-section, tracks algorithm, first data.

DISCIPLINE

Physique des Particules

INTITULÉ ET ADRESSE DE L'U.F.R. OU DU LABORATOIRE

Institut de Physique Nucléaire
Bâtiment Paul Dirac
4, rue Enrico Fermi
69622 Villeurbanne Cedex
France

Introduction

La physique des particules est la branche de la physique dédiée à l'étude des constituants élémentaires de la matière et de leurs interactions.

Les particules élémentaires et leurs interactions sont décrites depuis 1970 par une théorie quantique des champs nommée "Modèle Standard". Au cours des trente dernières années, de nombreuses prédictions de cette théorie ont été vérifiées. En particulier, les mesures de précisions effectuées dans les différents collisionneurs à travers le monde (tels que le LEP : Large Electron Positron collider, le Tevatron et le SLAC : Stanford Linear Accelerator Center) se sont révélées être en excellent accord avec la théorie. Cependant cette théorie présente des lacunes avec notamment l'origine des masses qui a pour mécanisme une brisure spontanée de la symétrie électrofaible, le mécanisme de Higgs. Ce dernier impose l'existence d'un boson de Higgs massif électriquement neutre qui n'a pas encore pu être mis en évidence expérimentalement. De même la nécessité d'avoir un ajustement fin des paramètres du Modèle Standard et l'absence de la gravitation au sein des interactions fondamentales sont des lacunes qui laissent à penser qu'il s'agit plutôt d'une théorie effective issue d'une théorie plus fondamentale. Ainsi de nombreuses approches théoriques ont été proposées pour étendre le Modèle Standard, parmi lesquelles on trouve la supersymétrie, les dimensions supplémentaires, la gravité quantique et la théorie des cordes. Cependant toutes ces hypothèses doivent être confrontées à l'expérience.

Le LHC : Large Hadron Collider a été conçu dans cet esprit au CERN et il effectue ses premières prises de données issues de collisions à haute énergie depuis Mars 2010. Le LHC prend le relais du précédent collisionneur e^+e^- du CERN, le LEP dont il occupe l'anneau souterrain et du collisionneur $p\bar{p}$ de Fermilab, le Tevatron. Le LHC est un collisionneur proton-proton avec une énergie nominale dans le centre de masse de 7 TeV qui fonctionnera à une luminosité nominale de $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, au cours de la période 2010-2011 il est prévu qu'il soit collecté 1 fb^{-1} de données. Suite à l'incident de Septembre 2008, qui a vu apparaître une déficience dans la structure des aimants de courbure, il a été décidé qu'à partir de fin 2011 le LHC suivra tout un régime d'amélioration afin de monter l'énergie dans le centre de masse à 14 TeV et d'augmenter de deux ordres de grandeur la luminosité. L'augmentation significative de l'énergie dans le centre de masse par rapport aux expériences précédentes va permettre d'accéder à une gamme en énergie restée vierge de toute exploration jusque-là et l'augmentation de la luminosité permettra d'obtenir des mesures avec de bonnes statistiques dans un temps plus court de l'ordre de quelques années. Le LHC dispose de quatre expériences pour assurer son programme scientifique, dont deux expériences généralistes qui sont CMS et ATLAS. Ces dernières ont pour tâches principales la recherche du boson de Higgs, de particules supersymétriques ou de toutes signatures caractéristiques de nouvelle physique.

Cette thèse a été effectuée dans le cadre de la collaboration CMS entre la fin de la phase de construction et le début de la prise de données issues de collisions à 7 TeV. Cette thèse se compose de deux parties indépendantes. La première moitié est consacrée au détecteur CMS et plus particulièrement aux algorithmes nécessaires à la reconstruction des traces de hadrons et de muons dans le trajectographe. Le travail réalisé s'inscrit dans la phase préparatoire à la prise de données issues des collisions où les logiciels permettant la reconstruction des données sont mis au point.

Le premier chapitre est une introduction, d'une part au Modèle Standard et d'autre part au contexte expérimental avec le CERN, le LHC et le détecteur CMS, présentant l'ensemble des composants de ce dernier ainsi que les technologies utilisées.

Le second chapitre présente dans un premier temps les différentes étapes de la reconstruction des traces de hadrons et de muons dans le détecteur CMS avec le trajectographe à silicium puis se concentre sur le travail effectué lors de la création d'un nouvel algorithme d'initiation des traces. La mise au point, les tests et l'intégration dans le cadre logiciel de l'expérience CMS seront ainsi décrits.

La seconde partie de cette thèse est consacrée à la physique du top et plus particulièrement à la mesure de section efficace de production de paires $t\bar{t}$. En effet, l'étude des propriétés du quark top ainsi que de ses modes de production et de désintégration permet d'accéder à des paramètres du Modèle Standard et de donner des indices sur la présence de nouvelle physique. Cependant il est nécessaire dans un premier temps de connaître la section efficace de production pour mieux apprécier les mesures précédentes et mieux prendre en compte les paires $t\bar{t}$ en tant que bruit de fond des autres analyses généralistes de l'expérience CMS.

Le chapitre 3 est une introduction théorique sur la physique du quark top. Les dernières valeurs produites par le Tevatron seront introduites et l'accent sera mis sur l'intérêt de la connaissance de la section efficace de production des paires $t\bar{t}$.

Le chapitre 4 présente les outils utilisés pour simuler et reconstruire les données. En effet avant qu'une analyse soit menée sur les données réelles, il est nécessaire de la tester sur des données simulées. Ces données simulées proviennent de générateurs Monte-Carlo qui décrivent la physique correspondant à la description des particules lors de leur production, leur désintégration, la propagation dans le détecteur et la réponse électronique de ce dernier. L'ensemble de ces étapes sera décrit au sein de ce chapitre. Il y aura aussi la présentation de l'étude qui a été menée au cours de cette thèse afin de comparer les différents générateurs Monte-Carlo utilisés pour la simulation des événements $t\bar{t}$ et qualifier le générateur MadGraph pour la physique du quark top. Les méthodes de reconstruction des objets de haut niveau tels que les électrons, muons et jets seront également présentées.

Finalement le chapitre 5 présentera l'analyse qui a été menée avec les outils du chapitre précédent. Ce chapitre présente les différentes étapes de cette analyse avec les choix préliminaires, la définition de la sélection d'événements, l'étude sur les erreurs systématiques et l'application sur les données réelles. La mesure de la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ au LHC dans l'expérience CMS clôturera ce document.

Chapitre 1

Le Modèle Standard et le LHC

La physique des particules décrit les particules élémentaires de la matière ainsi que leurs interactions. La théorie utilisée depuis 1970 est le Modèle Standard, afin de la vérifier il faut produire dans des expériences les particules prédites par la théorie et examiner leurs propriétés et comportements. La Relativité Restreinte d'Einstein a rendu imaginable la production de ces particules prédites, en effet la relation $E^2 = m^2c^4 + p^2c^2$ justifie que la collision d'atomes ou de particules permet de créer des particules de masses supérieures. Ces collisions peuvent être sur cibles fixes, il n'y a qu'un seul faisceau de particules en mouvement, ou entre deux faisceaux, ce dernier type de collision permet de récupérer plus d'énergie par rapport à l'énergie injectée aux particules incidentes mais est plus complexe à mettre en place.

Sur l'ensemble des particules prédites par le Modèle Standard, certaines ne sont pas encore suffisamment connues telles que le quark t et d'autres n'ont pas encore été découvertes telles que le boson de Higgs. Pour les étudier ou les découvrir, il faut atteindre des énergies dans le centre de masse des collisions de plus en plus élevées, cela favorise les expériences de collisions de faisceaux mais demande encore des accélérations de faisceaux de plus en plus fortes. La recherche en physique des particules est au cœur du CERN et toutes ces motivations physiques sont à l'origine de la création du LHC, qui est un collisionneur hadronique, et de l'expérience CMS, qui est un détecteur généraliste.

Le Modèle Standard va être décrit dans une première section puis viendront dans les trois sections suivantes la présentation du CERN, du LHC et de l'expérience CMS respectivement.

1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard est une théorie de physique des particules qui a été mise au point à partir de 1970 pour décrire les particules composant la matière et leurs comportements tels qu'ils ont été observés depuis le début du 20ème siècle dans les expériences de physique des particules. Les particules composant le Modèle Standard seront décrites dans un premier temps puis viendront les différentes interactions et le formalisme du Modèle Standard.

1.1.1 Les particules élémentaires

Les particules élémentaires du Modèle Standard ont toutes la caractéristique commune d'avoir un spin égal à $\frac{1}{2}$ et sont donc désignées par le terme de fermion. Leur charge s'exprime en fonction de la charge élémentaire d'un électron $e = 1.6 \times 10^{-19} C$. Ces particules élémentaires sont au nombre de 12 et sont regroupées en deux groupes de trois familles. Le premier groupe est celui des particules ne pouvant pas être observées de manière isolée : les quarks. Les particules du second groupe sont nommées leptons. À chaque particule est associée une antiparticule de même masse mais dont les autres nombres quantiques sont opposés.

Les quarks sont des particules supposées indivisibles possédant une charge électrique fractionnaire (TAB. 1.1) et une charge dite de "couleur"¹ qui est un nombre quantique régissant la formation des corps constitués de quarks : les hadrons. En effet les quarks ne peuvent se regrouper que si la couleur totale est noire ou blanche, un quark de couleur X et un anti-quark de couleur $\bar{X}$ forment un méson et trois quarks associant R+V+B forment un baryon.

saveur	masse / GeV/c^2 [1]	charge électrique / e
u up	$1.5 - 3.3 \times 10^{-3}$	$+\frac{2}{3}$
d down	$3.5 - 6 \times 10^{-3}$	$-\frac{1}{3}$
c charm	$1.27^{+0.07}_{-0.11}$	$+\frac{2}{3}$
s strange	$105^{+25}_{-35} \times 10^{-3}$	$-\frac{1}{3}$
t top	$171.3 \pm 1.1 \pm 1.2$	$+\frac{2}{3}$
b beauty	$4.20^{+0.17}_{-0.07}$	$-\frac{1}{3}$

TAB. 1.1 – Les quarks regroupés par famille

Les leptons sont des particules de charge électrique entière (TAB. 1.2) ayant une valeur ± 1 pour les électrons, muons et taus ou une valeur nulle pour les neutrinos. Les leptons sont aussi supposés comme étant des particules indivisibles.

saveur	masse / GeV/c^2 [1]	charge électrique / e
e^-	0.511×10^{-3}	-1
ν_e	$< 2 \times 10^{-9}$	0
μ^-	0.106	-1
ν_μ	$< 0.19 \times 10^{-3}$	0
τ^-	1.78	-1
ν_τ	< 0.018	0

TAB. 1.2 – Les leptons regroupés par famille

La matière qui nous entoure est uniquement composée des fermions de la première famille, les atomes ne sont constitués que d'électrons et de nucléons (eux-mêmes composés

¹La charge de couleur est exprimée par convention dans le domaine RVB.

de quarks u et d). La rareté des autres familles s'explique par leurs masses nettement plus grandes (relativement à la première famille), celles-ci ne permettent la présence de ces familles que pour des phénomènes très énergétiques tels que les rayonnements cosmiques (notamment pour les neutrinos).

1.1.2 Les interactions du Modèle Standard

À cette liste de particules, il faut ajouter les particules transmettant les interactions, celles-ci ont la particularité d'avoir un spin entier de valeur 1. Les bosons vecteurs des trois forces fondamentales sont précisés dans le tableau 1.3 et sont nommés "boson de jauge". Les interactions fondamentales sont par ordre de force relative décroissante :

- **L'interaction forte**, qui est sensible à la charge de couleur, gouverne les interactions entre les quarks et permet de transporter l'information de la couleur entre plusieurs quarks. Elle permet la modification de la charge de couleur d'un quark et donc la création et de l'annihilation de quarks. L'interaction forte est ainsi responsable de la cohésion des nucléons et de la liaison entre ceux-ci à l'intérieur d'un noyau atomique. Il y a huit bosons médiateurs de l'interaction forte et ils sont nommés "gluons".
- **L'interaction électromagnétique** est responsable des interactions entre les particules chargées électriquement indépendamment de leurs autres caractéristiques (quarks/leptons, couleur, etc. . .). Seul les neutrinos ne subissent pas cette interaction. Elle est responsable de la structure électronique de l'atome et de la plupart des phénomènes macroscopiques observés. Son boson médiateur est le photon.
- **L'interaction faible** permet les changements de saveurs lors des désintégrations de particules : le passage d'un fermion à l'autre fermion de sa famille. Elle est responsable de la désintégration β transformant un neutron en proton. Ses bosons médiateurs sont $W^\pm$ et Z^0 pour le courant neutre.

force élémentaire	boson(s) associé(s)	charge associée	masse / GeV/c^2 [1]
Forte	8 gluons	couleur	0
Faible	$W^\pm, Z^0$	isospin faible	$80.4 \pm 0.02, 91.2 \pm 0.002$
Électromagnétique	Photon γ	électrique	0

TAB. 1.3 – Les bosons du Modèle Standard

Il faut noter que l'interaction gravitationnelle n'est pas décrite par le Modèle Standard. Celle-ci met en jeu toutes les particules possédant une masse, mais à l'échelle subatomique elle est totalement négligeable. Elle pourrait disposer d'un boson médiateur, le graviton, qui serait de spin 2.

1.1.3 Le formalisme du Modèle Standard

En physique des particules, la description des particules et de leurs interactions reposent sur le formalisme de la théorie quantique des champs. En effet l'approche quantique permet d'aborder les interactions en terme de probabilité de transition d'un état initial à un état final et l'approche relativiste rend compte des temps de propagation des interactions et de la description des particules de hautes énergies. À chaque particule

est associée un champ $\psi(\vec{x}, t)$ et à chaque boson médiateur est associé un propagateur, la création ou annihilation de particules correspondent à des opérateurs faisant varier le nombre de champs. L'ensemble des informations de la théorie du Modèle Standard sont regroupé au sein d'un lagrangien $\mathcal{L}$ s'exprimant en fonction des champs et de leurs dérivées. Ce lagrangien permet d'extraire les couplages des interactions, de calculer les sections efficaces de différents processus ou de calculer les équations du mouvement en minimisant l'action $S = \int \mathcal{L} dx^4$.

Les observables sont calculées par une méthode reposant sur un développement en série dite “perturbatif” dont la précision augmente avec l'ordre auquel il est calculé, sachant que le premier ordre est nommé calcul à l'arbre ou LO (Leading Order). Richard Feynman développa en 1949 des règles de calculs diagrammatiques où les particules sont représentées par des lignes dont les raccordements sont appelés vertex, ces diagrammes possèdent un ordre défini comme la moitié du nombre de vertex. Des exemples de diagrammes de Feynman seront présentés dans la partie dévolue à la physique du top. Les calculs perturbatifs sont valable dans la limite où les constantes de couplage des interactions restent faibles relativement à l'unité. Les diagrammes contenant des boucles relatives aux contributions quantiques du vide créent des divergences qui peuvent être formellement absorbées par la redéfinition des constantes de couplage et des propagateurs : ce processus est nommé renormalisation. Lors de la renormalisation il faut choisir une échelle d'énergie qui sera adaptée au processus physique calculé, au final on obtiendra un ensemble de couplages, masses et charges effectives dépendant de l'énergie mise en jeu dans le processus.

La chromodynamique quantique, qui définit le comportement de l'interaction forte, impose une conservation de la charge de couleur qui est associée au groupe $SU(3)_c$ et donc une symétrie du lagrangien à ce même groupe. De la même manière la théorie électrofaible introduit une symétrie vis à vis de l'isospin associé T au groupe $SU(2)_L$ et à l'hypercharge Y correspondant au groupe $U(1)_Y$. Le Modèle Standard est alors une théorie de jauge fondée sur le groupe $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ dont le lagrangien peut se décomposer de la manière suivante :

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

Les différentes composantes du lagrangien vont être abordées ci-dessous.

Le secteur de jauge

Le secteur de jauge ou terme de Yang-Mills est la partie cinétique des champs de jauge, elle est obtenue à partir d'une algèbre non-abélienne :

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

où g_1, g_2, g_3 sont les couplages respectivement de l'hypercharge, de l'isospin faible et de la couleur. Pour les tenseurs de l'équation précédente on a

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

pour l'hypercharge, où B_μ est le champ du boson vecteur de $U(1)_Y$ d'hypercharge, il n'y a pas de termes d'auto-interactions. Pour l'isospin :

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

avec W_μ^a ($a = 1, 2, 3$) les bosons vecteurs de $SU(2)_L$ de l'isospin faible et ϵ^{abc} les constantes de structures antisymétriques correspondantes. Pour le groupe $SU(3)_c$ de la couleur :

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

où A_μ^A ($A = 1, \dots, 8$) représentent les champs de gluons et f^{ABC} les constantes de structures de $SU(3)_c$.

Le secteur de Dirac

Le secteur de Dirac ou terme de matière décrit la partie “libre” du lagrangien fermionique plus les interactions des fermions avec les bosons de jauge.

Les fermions du Modèle Standard s'écrivent, en termes de multiplets de $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, en utilisant seulement des spineurs à deux composantes de type L :

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

$$\bar{e}_{iL} \sim (1, 1, y_2) \quad (1.7)$$

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

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

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

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

$$\tilde{W}_\mu = \frac{1}{2} W_\mu^a \tau^a \quad \tilde{A}_\mu = \frac{1}{2} A_\mu^A \lambda^A \quad (1.11)$$

où τ^a sont les matrices de $SU(2)_L$ (matrices de Pauli) et λ^A celles de $SU(3)_c$ (matrices de Gell-Mann). Dans la suite, on utilisera les notations τ^i et σ^i pour les matrices de Pauli générant respectivement $SU(2)_L$ et le spin et on peut réintroduire les constantes de couplages qui étaient cachées dans les champs :

$$B_\mu \rightarrow g_1 B_\mu \quad \tilde{W}_\mu \rightarrow g_2 \tilde{W}_\mu \quad \tilde{A}_\mu \rightarrow g_3 \tilde{A}_\mu \quad (1.12)$$

Les dérivées covariantes sont définies par :

$$D_\mu L_i = \left(\partial_\mu + i g_2 \tilde{W}_\mu + i \frac{y_1}{2} g_1 B_\mu \right) L_i \quad (1.13)$$

$$D_\mu \bar{e}_{iL} = \left(\partial_\mu + i \frac{y_2}{2} g_1 B_\mu \right) \bar{e}_{iL} \quad (1.14)$$

$$D_\mu Q_i = \left(\partial_\mu + i g_3 \tilde{A}_\mu + i g_2 \tilde{W}_\mu + i \frac{y_3}{2} g_1 B_\mu \right) Q_i \quad (1.15)$$

$$D_\mu \bar{u}_{iL} = \left(\partial_\mu - i g_3 \tilde{A}_\mu^* + i \frac{y_4}{2} g_1 B_\mu \right) \bar{u}_{iL} \quad (1.16)$$

$$D_\mu \bar{d}_{iL} = \left(\partial_\mu - i g_3 \tilde{A}_\mu^* + i \frac{y_5}{2} g_1 B_\mu \right) \bar{d}_{iL} \quad (1.17)$$

La partie de Dirac du lagrangien du Modèle Standard s'écrit alors :

$$\mathcal{L}_{Dirac} = L_i^\dagger \sigma^\mu D_\mu L_i + \bar{e}_{iL}^\dagger \sigma^\mu D_\mu \bar{e}_{iL} + Q_i^\dagger \sigma^\mu D_\mu Q_i + \bar{u}_{iL}^\dagger \sigma^\mu D_\mu \bar{u}_{iL} + \bar{d}_{iL}^\dagger \sigma^\mu D_\mu \bar{d}_{iL} \quad (1.18)$$

où $\dagger$ représente la transposée de la conjuguée complexe.

Le secteur de Higgs

Le secteur de Higgs du lagrangien est utilisé pour la brisure spontanée de la symétrie électrofaible. Il faut trois générateurs brisés pour donner une masse aux trois bosons de jauge W_i^μ , or le groupe de jauge $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en possède quatre, le vide doit donc laisser un générateur non brisé que l'on fera correspondre au groupe $U(1)_{em} \subset SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ via un boson de jauge sans masse. Le secteur de Yukawa suggère d'introduire un champ scalaire complexe doublet de $SU(2)_L$, le champs de Higgs. L'invariance du vide est celle de $U(1)_{em}$ donc une des composantes doit être un champ scalaire neutre pour la charge électrique, le doublet de Higgs est alors donné par

$$H = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} \sim (1, 2, 1) \quad (1.19)$$

avec $(1, 2, 1)$ se référant à la notation des multiplets de $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et l'hypercharge étant égale à 1 car cette condition est la plus simple et suffisante. Le lagrangien correspondant au champ de Higgs est :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) - V(H) \quad (1.20)$$

avec

$$D_\mu H = (\partial_\mu + i\tilde{W}_\mu + \frac{i}{2}y_h B_\mu)H \quad (1.21)$$

$$V(H) = -\mu^2 H^\dagger H + \lambda (H^\dagger H)^2 \quad (1.22)$$

où le potentiel $V(H)$ est le plus général possible, renormalisable et invariant sous la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Pour qu'il y ait brisure de symétrie et avoir un potentiel minimum pour des valeurs de H non nulles il faut que $\mu^2 < 0$. L'allure de ce potentiel est donné sur la figure 1.1, il admet une infinité de minima dont :

$$H = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{\nu}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad \nu = \sqrt{\frac{-\mu^2}{\lambda}} \quad (1.23)$$

est une forme implicite. Alors que le lagrangien respecte la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, l'état fondamental du champ de Higgs la brise. Le doublet H peut être développé autour de son état fondamental :

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{-i\vec{\Theta}_a \cdot \vec{T}^a} \begin{pmatrix} 0 \\ h + \nu \end{pmatrix} \quad (1.24)$$

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

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

$$H = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ h + \nu \end{pmatrix} \quad (1.25)$$

L'expression du potentiel scalaire devient :

$$V(h) = -\frac{1}{8}\lambda\nu^4 + \frac{1}{2}\lambda\nu^2 h^2 + \frac{1}{2}\lambda\nu h^3 + \frac{1}{8}\lambda h^4 \quad (1.26)$$

On obtient alors le champ scalaire h et la valeur constante non nulle du champ de Higgs dans le vide ν . Le boson de Higgs acquiert une masse par l'intermédiaire de son auto-couplage et les bosons de jauge la leur par l'interaction du champ de jauge avec le champ de Higgs, cette interaction est contenue dans le terme cinétique du lagrangien du secteur scalaire :

$$\mathcal{L}_{cin} = (D_\mu H)^\dagger (D^\mu H) \quad \text{avec} \quad D_\mu H = \partial_\mu H + i\frac{g_2}{2}\vec{\sigma} \cdot \vec{W}_\mu + i\frac{g_1}{2}y_H B_\mu \quad (1.27)$$

où les termes quadratiques en W_μ et B_μ sont à l'origine des masses des bosons de jauge :

$$m_{W^\pm} = \frac{g_2 \nu}{2} \quad (1.28)$$

$$m_{Z^0} = \frac{\sqrt{g_2^2 + g_1^2}}{2} \nu \quad (1.29)$$

$$m_\gamma = 0 \quad (1.30)$$

Les constantes g_1 , g_2 et ν sont déterminées expérimentalement à partir de la constante de Fermi G_F , de la constante de structure fine $\alpha(m_e)$ et de la masse du boson Z^0 , cependant la constante d'auto-interaction λ reste indéterminée.

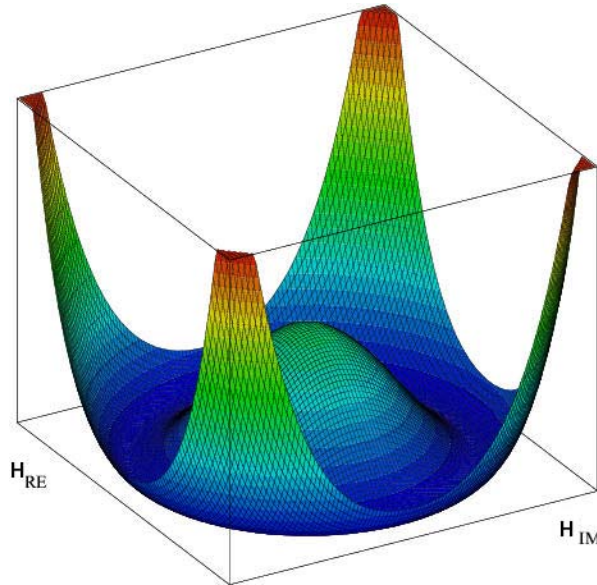


FIG. 1.1 – Allure du potentiel de Higgs

Le secteur de Yukawa

La nécessité d'introduire des termes de Yukawa est due à l'impossibilité d'écrire des termes de masses qui soient invariants et renormalisables sous la forme $L^T \sigma_2 \bar{e}_L$, $Q^T \sigma_2 \bar{u}_L$ ou $Q^T \sigma_2 \bar{d}_L$, car ceux-ci ne sont pas invariants par rapport à l'isospin faible. Une possibilité d'écrire ces termes de masse est d'introduire un champ scalaire doublet d'isospin, le champ de Higgs et de construire des termes d'interactions scalaire-fermions, les termes de Yukawa :

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

où Y_{ij} sont les matrices complexes 3×3 des couplages de Yukawa et *c.c.* le complexe conjugué des formules précédentes. Dans le cas des leptons, le lagrangien correspondant peut s'écrire :

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

En introduisant l'expression 1.24 du champ de Higgs dans l'équation précédente, les masses des leptons apparaissent sous la forme :

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

Contrairement aux leptons, les quarks sont tous massifs et les deux composantes des doublets d'isospin doivent avoir une valeur de masse non-nulle. Afin d'obtenir ce résultat, le couplage de Yukawa précédent est généralisé par l'introduction d'un champ $\tilde{H} = i\sigma_2 H^*$:

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

Les états propres de masses des quarks ne sont pas les états propres de l'interaction faible, il en résulte un mélange qui est caractérisé par la matrice unitaire de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa. Cette matrice qui permet d'évaluer l'intensité relative des couplages des trois familles de quarks s'exprime sous la forme 1.35 et dépend de 4 paramètres libres : trois angles et une phase.

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

Chaque couplage de Yukawa est fixé de manière *ad hoc* afin de pouvoir reproduire la masse mesurée du fermion correspondant.

1.1.4 Au-delà du Modèle Standard

La figure 1.2 montre l'excellent accord entre les valeurs d'observables prédites par le Modèle Standard et celles mesurées par les expériences effectuées au LEP et à SLAC

sur des collisions e^+e^- et au Tevatron sur des collisions $p\bar{p}$ [2], en effet la différence est toujours inférieure à 3σ . Ceci est une démonstration du succès et de l'intérêt du Modèle Standard tout comme son caractère prédictif avec l'existence des bosons $W^\pm$ et Z^0 ou la masse et l'existence du quark t . Cependant il reste un certain nombre d'interrogations et de problèmes correspondants à ce qui pourrait passer pour des lacunes conceptuelles ou à des arguments théoriques justifiant que le Modèle Standard ne serait qu'une théorie effective à basse énergie incluse dans une théorie plus fondamentale.

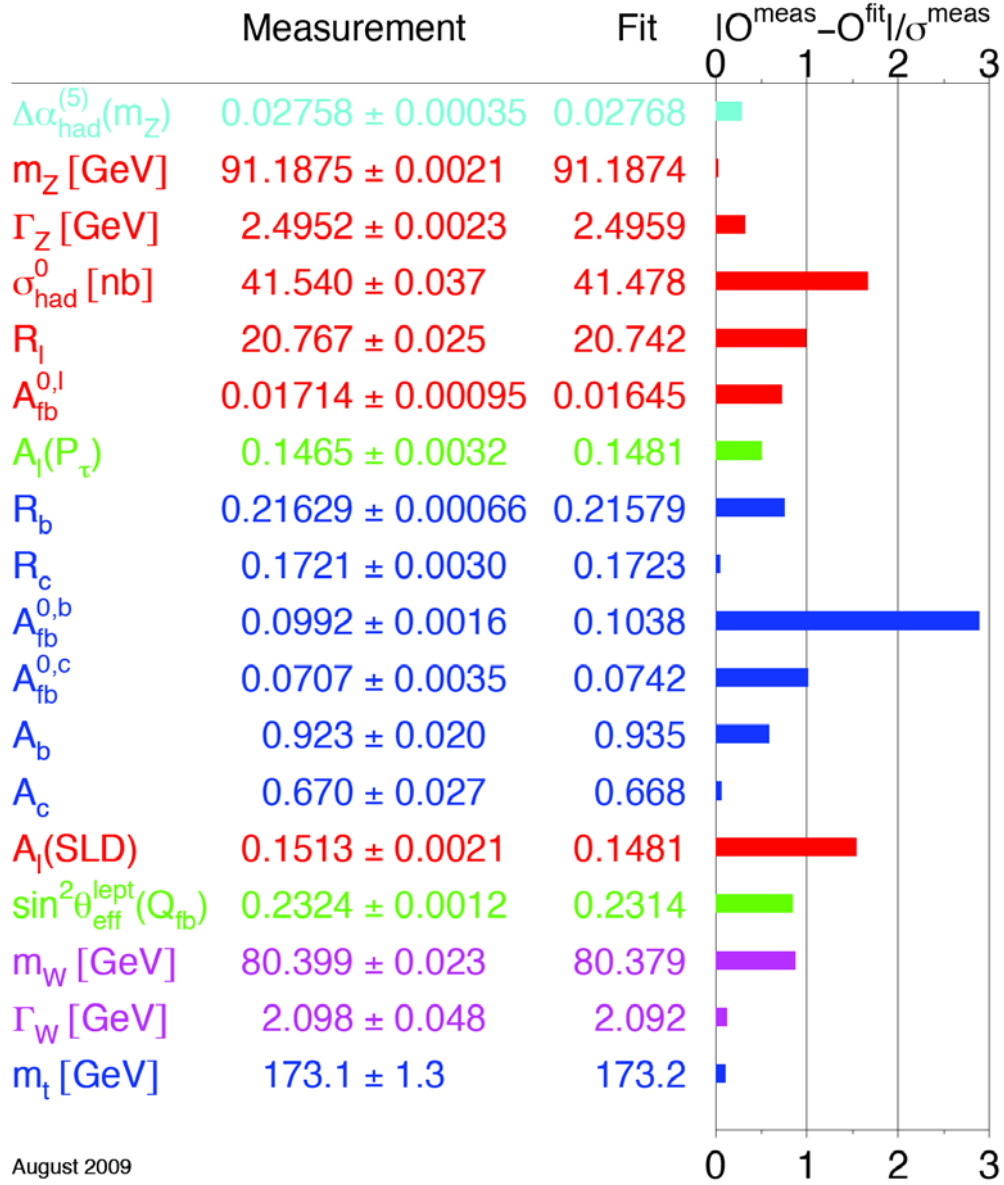


FIG. 1.2 – Résumé des principales observables électrofaibles du Modèle Standard donnant leur valeur mesurée, la valeur prédite calculée à partir d'un ajustement global et l'écart relatif [2]

Les nombre de paramètres libres est au moins de 19 dans le Modèle Standard et chacun doit être mesuré expérimentalement. Ils correspondent aux constantes de couplage, aux masses des quarks et leptons chargés, aux paramètres de V_{CKM} , à l'angle

de mélange θ_{QCD} de l'interaction forte et aux deux paramètres du potentiel de Higgs. Or un des objectifs de la physique est de décrire la nature avec le moins de postulats et paramètres libres, il pourrait donc exister une théorie plus fondamentale.

La hiérarchie des masses et la structure en famille ne reposent sur aucune justification théorique tout comme les différences de couplage entre les familles, il est donc possibles que les quarks et leptons ne soient pas des particules élémentaires.

L'hypercharge Y est définie empiriquement par $q = T_3 + Y/2$, afin de reproduire la quantification de la charge électronique qui est observée expérimentalement, sans aucune justification théorique provenant du Modèle Standard.

La gravitation n'est pas incluse dans le Modèle Standard, cependant elle ne peut plus être négligée à proximité de l'échelle de Planck ($\Lambda_p \approx 10^{19}$ GeV) fixant ainsi une limite au domaine de validité du modèle.

La masse des neutrinos est considérée comme nulle dans le Modèle Standard, cependant les résultats sur l'oscillation des neutrinos [3] représentent un fort argument pour la non nullité des masses des neutrinos. En plus de constituer une brèche dans le Modèle Standard, si ces mesures de masse des neutrinos sont confirmées, elles introduiraient sept nouveaux paramètres libres.

1.2 Le CERN

Le CERN, qui est situé à la frontière de la France et de la Suisse, combine les forces de travail de 20 États membres, 8 organismes et États observateurs et 28 États non membres. Celui-ci a toujours eu pour but de développer la recherche et de nouvelles technologies, de former les futurs scientifiques tout en promouvant la collaboration scientifique internationale.

1.2.1 La création du CERN

Le CERN est né après la seconde guerre mondiale d'une volonté d'unifier les peuples autour d'un pôle fort de recherche commune et de retrouver l'excellence scientifique qui était celle de l'Europe avant la guerre au sein d'un même laboratoire.

1949 L'idée de ce laboratoire fut présentée par le physicien français Louis De Broglie lors de la Conférence Européenne de la Culture.

1952 L'UNESCO et 11 États européens mirent alors ce projet au point qui prit le nom de Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire : CERN. Il fut décidé de créer le laboratoire à la frontière franco-suisse à côté du village de Meyrin près de Genève.

1954 Le 19 septembre, le CERN est officiellement créé par la ratification de sa convention par 12 États européens en prenant le nom d'Organisation européenne pour la Recherche nucléaire, cependant l'acronyme fut gardé.

1.2.2 L'histoire du CERN

Au cours de son histoire, le CERN a vu la création de plusieurs accélérateurs d'énergie et de complexité croissante ainsi que de plusieurs innovations technologiques majeures. Il en a résulté un certain nombre de succès.

Le Synchro-Cyclotron (SC) En 1957 le premier accélérateur, le Synchro-Cyclotron, fut inauguré. Il s'agissait d'un accélérateur de protons avec une énergie de 600 MeV. Il fut prévu pour fournir des faisceaux aux expériences de physique des particules et de physique nucléaire du laboratoire, cependant à partir de 1967 il fut dédié à l'accélération d'ions pour l'expérience ISOLDE qui produit des noyaux radioactifs pour des recherches allant de la physique nucléaire à l'astrophysique en passant par la biologie. Lorsque l'expérience ISOLDE fut transférée sur un autre accélérateur en 1990, le Synchro-Cyclotron cessa son activité.

Le Synchrotron à Protons (PS) Il s'agit du premier gros accélérateur du CERN d'une circonférence de 628.3 m, les premiers protons sont accélérés le 24 novembre 1959. Son inauguration a lieu le 5 février 1960 par le physicien Niels Bohr. Il permettait initialement d'obtenir une énergie de faisceau de 28 GeV qui a été depuis multipliée par mille. Associé à l'expérience Gargamelle prévue pour la détection des neutrinos, il permit la découverte des bosons $W^\pm$ en 1973. Leur existence avait été prédite dans les années 1960 par Sheldon Glashow, Abdus Salam et Steven Weinberg avec celle du boson Z^0 (dont la découverte attendra 1983). Glashow, Salam et Weinberg reçoivent le prix Nobel de physique en 1979 pour leur théorie électrofaible, Carlos Rubbia et Simon van der Meer le reçoivent en 1984 pour leur contribution à la découverte de ces bosons. Il est toujours en activité.

La chambre proportionnelle multifils En 1968, Georges Charpak développe ce dispositif, un boîtier rempli de gaz et parcouru d'un grand nombre de fils parallèles reliés à des amplificateurs, afin d'accroître la sensibilité de détection par rapport aux méthodes précédemment utilisées à base de développement photographique. Cette invention rapporta le prix Nobel de physique en 1992 à Georges Charpak et marqua le passage à l'ère numérique de la physique des particules. De plus cette technologie et ses héritières furent utilisées dans quasiment toutes les expériences de physique des particules par la suite.

Les Anneaux de stockage à intersections (ISR) Afin de compenser la perte d'énergie utile qui est de rigueur dans les expériences de collision sur cible fixe, les ISR sont mis en place en 1971 et fournissent les premières collisions proton-proton le 27 janvier de cette même année. Les ISR furent aussi une première tant pour le développement de nouvelles techniques de contrôle du faisceau et d'ultra-vide, que pour son côté international avec son installation en France juste à côté du site initial de Meyrin. Les ISR cessèrent d'être en service en 1984.

Le Super Synchrotron à Protons (SPS) Le SPS est un synchrotron de 7 km de circonférence qui a la particularité d'être construit dans un tunnel et de franchir la frontière franco-suisse. Il a été conçu en 1976 pour obtenir des faisceaux de protons d'une énergie de 300 GeV, qui une fois injectés aux expériences UA1 et UA2 permirent

la découverte du boson Z^0 en 1983. Il a depuis été amélioré pour pouvoir fournir des faisceaux d'une énergie de 450 GeV.

Le grand Collisionneur Électrons-Positron (LEP) Le LEP, qui a été mis en service en juillet 1989, est, avec une circonférence de 27 km, le plus grand collisionneur électron-positron qui ait été construit. Autour de l'anneau étaient situés quatre grandes expériences : ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL. Ces expériences disposaient à l'origine d'une énergie dans le centre de masse de 45 GeV, cette énergie crut au cours de l'histoire du LEP jusqu'à atteindre 206 GeV avant que le LEP ne cesse ses activités le 2 novembre 2000. À travers les expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, le LEP permit de contraindre le nombre de familles avec un neutrino léger à 3 [4] et d'effectuer une mesure de précision sur les masses des bosons $W^\pm$ et Z^0 et sur les différents paramètres de la théorie électrofaible [2].

Le Web En 1990, Tim Berners-Lee met au point les concepts de base du Web, que sont l'URL, le http et le html, ainsi que les premiers navigateurs et serveurs. En 1991, ce premier système Web est mis à la disposition de la recherche en physique des particules, le premier serveur Web des États-Unis fut installé en décembre de cette même année au Stanford Linear Accelerator Center (SLAC). Par la suite le nombre de serveurs et de sites augmentent rapidement et 1994 est l'année du Web, où eut lieu au mois de mai au CERN la première conférence internationale sur le World Wide Web. À la fin de cette année, le Web comporte 10000 serveurs pour 10 millions d'utilisateurs, le CERN place alors le Web dans le domaine public pour en faire une norme ouverte.

L'antimatière Le CERN participe aussi à la recherche sur l'antimatière depuis l'expérience NA31 qui publia ses résultats en 1993 concernant l'asymétrie matière-antimatière via la rupture de symétrie CP qui est le premier indice de la préférence de l'Univers pour la matière, ces résultats furent affinés par l'expérience NA48 et l'étude de l'asymétrie matière-antimatière sera aussi au programme du LHC avec l'expérience LHCb. De plus c'est au CERN que sont produits pour la première fois des atomes d'antihydrogène en 1995 par l'équipe de Walter Oelert. Ces atomes existèrent pendant environ $40 \times 10^{-9} s$ avec un $\beta\tau$ de l'ordre de 10 m. À partir de 2002 avec les expériences ATHENA et ATRAP, le CERN fut capable de piéger ces atomes d'antihydrogène et donc de les étudier. La comparaison entre hydrogène et antihydrogène permet aussi de comprendre l'asymétrie matière-antimatière.

Le Grand Collisionneur de Hadron (LHC) La décision de construire le LHC fut prise en 1994 avec pour contrainte d'utiliser le tunnel du LEP. Sa construction commença en 2001 et son inauguration eut lieu en 2008. Celui-ci sera décrit de manière plus complète dans la prochaine section.

1.2.3 Les autres acteurs majeurs dans le monde

Le CERN n'est pas le seul acteur de la physique des particules, il existe d'autres sites dans le monde d'importance comparable dont voici une liste non-exhaustive :

Fermilab Le Fermilab [5] est l'équivalent américain du CERN situé aux environs de Chicago. Il héberge entre autres l'expérience MINOS, qui est dédiée à l'étude des

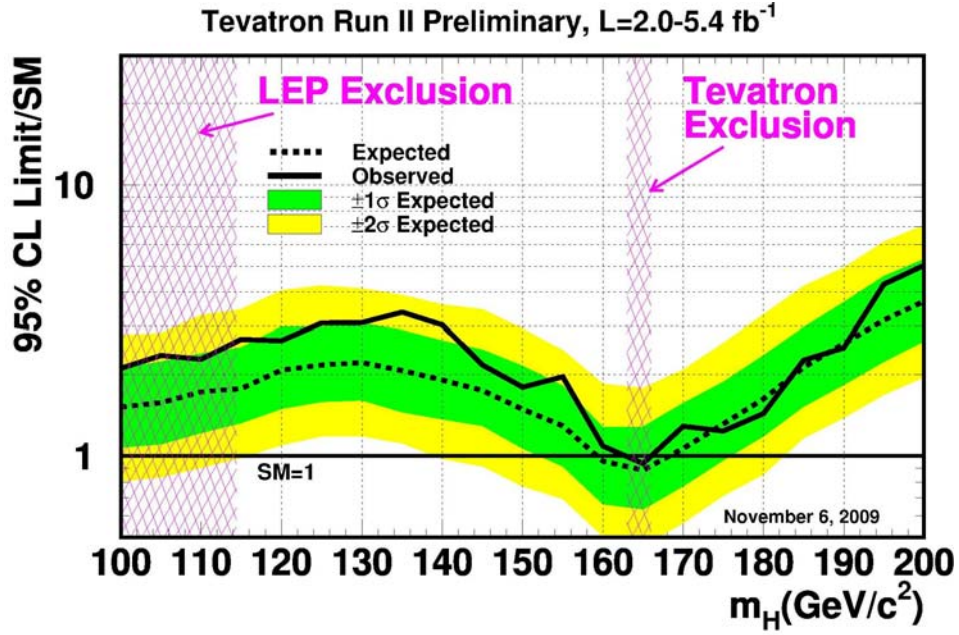


FIG. 1.3 – Diagramme d'exclusion du Higgs du Modèle Standard par le LEP et le Tevatron [11, 12]. Le tracé représente le rapport r entre la section efficace observée au Tevatron et celle attendue dans le Modèle Standard. Toute les valeurs en dessous de $r = 1$ sont donc exclues. De plus pour $m_{H^0} < 114 \text{ GeV}/c^2$ le boson de Higgs avait déjà été exclu par le LEP.

oscillations de neutrinos, et le Tevatron [6]. Le Tevatron est un collisionneur proton-antiproton d'une circonférence de 6.3 km fournissant une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV, qui est en fonctionnement depuis 1983, autour duquel se trouve les deux détecteurs CDF [7] et DØ [8], auxquels on doit la découverte du quark top en 1995 [9] complétant le secteur des quarks ainsi que la première observation de l'oscillation du méson B_s^0 [10]. Ces deux détecteurs participent également activement à la recherche du boson de Higgs continuant ainsi le travail du LEP, la figure 1.3 représente le niveau de confiance en l'existence d'un boson de Higgs obtenu en combinant toutes les analyses effectuées au Tevatron et le secteur en masse déjà exclue par les expériences du LEP.

SLAC Le Stanford Linear Accelerator Center [13] est situé sur un terrain de l'université de Stanford à proximité de San Francisco et possède un accélérateur linéaire de 2 miles (3, 2 km) en activité depuis 1966 qui permet d'accélérer les électrons et les positrons jusqu'à 50 GeV. Ce centre a joué un rôle important dans la physique des particules via de nombreux accomplissements tels que la co-découverte en 1974 du quark c avec le méson J/ψ , la découverte du lepton τ en 1975 et l'étude des différences matière-antimatière avec l'expérience *BABAR*[14].

DESY Le Deutsches Elektronen SYnchrotron [15] est le plus grand centre de recherche de physique des particules en Allemagne situé à Hambourg. Il a abrité les accélérateurs d'électrons-positrons PETRA puis PETRA II, qui permirent la découverte du gluon en 1979, et l'accélérateur HERA (Hadron Elektron Ring Anlage). HERA [16], qui est un synchrotron de 6.3 km de circonférence accélérant des électrons (ou des positrons) jusqu'à 27.5 GeV dans un sens et des protons jusqu'à 920 GeV dans l'autre, fut à la fois le

premier à utiliser des aimants supra-conducteurs² et le premier à permettre des collisions protons contre électrons ou positrons. La tâche d'HERA était d'étudier la structure fine des nucléons et permit de nets progrès dans l'étude des fonctions de structure et de distribution des partons [17].

KEK Le Kō Enerugi Kasokuki Kenkyū Kikō [18] est un centre de recherche en physique des particules situé à Tsukuba au Japon. Il abrite actuellement un synchrotron à proton de 12 GeV et le collisionneur KEKB, qui est un synchrotron accélérant les électrons jusqu'à 8 GeV et les positrons jusqu'à 3.5 GeV pour l'expérience Belle dédiée à l'étude des mésons B [19]. Le KEK servait aussi de source de neutrino muonique pour l'expérience K2K qui étudiait les oscillations de neutrinos muoniques [3].

1.3 Le Large Hadron Collider : LHC

Le projet LHC fut approuvé par le Conseil du CERN en décembre 1994, l'énergie des électrons à LEP était de 103 GeV tandis que celles des protons sera de 3.5 TeV³. Après de nombreux délais, la mise en service du LHC a eu lieu le 10 septembre 2008. Cependant les premières collisions à 2.36 TeV dans le centre de masse n'ont eu lieu qu'à partir de septembre 2009 et les premières collisions à 7 TeV ont commencé le 30 mars 2010.

1.3.1 Choix d'un collisionneur hadronique

Les recherches menées à LEP2 jusqu'en 2000 ainsi que celles du Tevatron ont permis de déterminer une limite inférieure de 114 GeV/ c^2 de la masse du boson de Higgs du modèle standard [20] et une zone d'exclusion autour de 165 GeV/ c^2 (FIG. 1.3). Pour étendre ces recherches il faut augmenter l'énergie disponible dans le centre de masse afin d'être cinématiquement capable de produire des particules avec des masses pouvant atteindre l'échelle du TeV⁴. D'autre part, comme il s'agit de rechercher des processus rares ayant donc des sections efficaces très faibles, il faut que l'accélérateur puisse fournir une grande luminosité.

Les collisionneurs circulaires électrons-positrons sont intrinsèquement limités en énergie par les effets de rayonnement synchrotron. Pour une particule de masse m et d'énergie E suivant une trajectoire circulaire de rayon R (4.3 km pour le LHC), la perte d'énergie est proportionnelle à $(E/m)^{-4} \times R^{-1}$. Il ne fut pas possible d'étendre l'accélérateur e^+e^- bien au delà de la centaine de GeV par faisceau, le nombre de cavités accélératrices étant déjà très important. Par conséquent pour aller à des énergies plus conséquentes, plusieurs technologies furent considérées.

²Uniquement pour courber la trajectoire des protons, pour les leptons des aimants classiques étaient utilisés.

³Initialement l'énergie prévue des protons était de 7 TeV

⁴Pour produire une particule de masse m à partir de la collision de deux particules, la relation énergie impulsion d'Einstein $E_0 = mc^2$ impose que l'énergie disponible lors de la collision dans le centre de masse soit supérieure ou égale à E_0 . Dans le cadre de la physique des hautes énergies, l'énergie des particules initiales peut être considérée comme purement cinétique

Une des extensions aux collisionneurs e^+e^- serait un collisionneur à muons. Avec une masse de $105.6 \text{ MeV}/c^2$, le muon est environ 200 fois plus massif que l'électron ($m_e = 511 \text{ keV}/c^2$), par conséquent les pertes radiatives sont 1.6×10^8 fois moindres. Il est cependant difficile à produire et se désintègre rapidement à cause de son temps de vie propre de $2.2 \mu\text{s}$. Il n'est actuellement pas possible de produire des faisceaux de muons stables avec une luminosité suffisante.

Pour éliminer le problème de radiation synchrotron, une alternative aurait pu être l'accélérateur linéaire. Cependant jusqu'à la technologie Tesla apparue récemment qui repose sur l'utilisation de cavité radio-fréquence supra-conductrice pour accélérer les particules [21], il n'était pas envisageable de pouvoir accélérer des électrons à une énergie suffisamment élevée sur de courtes distances. Les progrès technologiques permettront de construire la prochaine génération d'accélérateur, notamment ILC [22] et CLIC [23].

Finalement la dernière alternative consiste à utiliser un collisionneur hadronique. Les protons étant des particules chargées, elles peuvent être accélérées et collimées de la même manière que les leptons. La masse du proton est de $938 \text{ MeV}/c^2$ et les pertes radiatives sont donc 10^{13} moins importantes que pour l'électron. Le Tevatron, qui est un accélérateur proton-antiproton, a démontré les possibilités de la physique en collisionneur hadronique. Bien qu'il fût préférable d'avoir un accélérateur proton-antiproton pour favoriser les processus produits par annihilation $q\bar{q}$, les sources d'antiprotons ne sont pas assez intenses pour produire des luminosités supérieures à $3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Il fut alors décidé que le LHC serait un accélérateur pp .

1.3.2 La chaîne d'injection

La chaîne de création et d'injection des protons dans le LHC [24] est présentée sur la figure 1.4, on s'intéresse ici au cas des collisions pp .

Les protons sont obtenus à partir d'hydrogène pur en bouteille qui est injecté dans le "Duoplasmatron Proton Ion Source" où l'hydrogène est chauffé et ionisé sous forme de plasma, les électrons et les protons sont séparés par un champ électrique avant que les protons ne soient regroupés par des électro-aimants. Étant des objets de dimensions très faible (d'un rayon de 0.875 fm) cela permet d'augmenter la section efficace totale et donc la probabilité d'avoir des interactions lors des collisions.

Le LINAC2 est un accélérateur linéaire, qui récupère les paquets de protons produits par le "Duoplasmatron Proton Ion Source" et les accélère de 0 à 50 MeV à un rythme de 1 Hz .

Le Booster est un synchrotron (Proton Synchrotron Booster) de 157 m de circonférence consistant en 4 anneaux superposés, les protons sont accélérés dans chaque anneau jusqu'à 1.4 GeV avant que chaque anneau soit injecté séquentiellement dans le PS.

Le Synchrotron à Protons porte l'énergie des protons à 25 GeV et découpe en 12 chaque paquet initial provenant du Booster.

Le Super Synchrotron à Protons est rempli à partir de plusieurs cycles de remplissage du PS, accélère enfin les protons jusqu'à 450 GeV et les injecte dans le LHC.

nant, c'est pourquoi des colliers en acier non-magnétique sont utilisés pour maintenir les conducteurs en place.

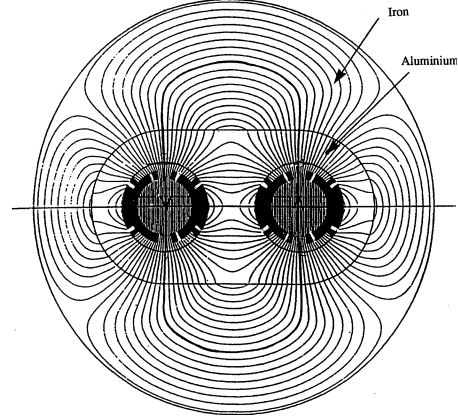
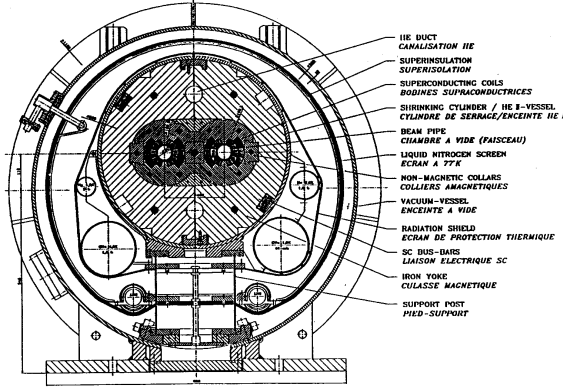


FIG. 1.5 – Structure d'un dipôle magnétique pour le LHC

FIG. 1.6 – Lignes de champs au sein d'un dipôle magnétique

Le champ magnétique est généré par 40 câbles distribués en 6 blocs autour du faisceau. Les câbles internes sont composés de 28 brins et les externes de 36 brins. La conception garantit un champ homogène et minimise la contribution des ordres polaires survenant par les interactions des deux systèmes électromagnétiques dans la même structure.

L'accélération des paquets de protons jusqu'à l'énergie nominale est assurée par des cavités radio-fréquences qui fournissent un champ électrique de 16MV/m par faisceau à une fréquence de 400.8 MHz. Les deux faisceaux possèdent un système d'accélération propre, ceci requiert d'augmenter la distance inter-faisceau de 194 à 410 mm dans cette zone.

La grande luminosité du LHC a d'importantes conséquences pour les expériences, la section efficace de collisions inélastiques au LHC est de $0.6 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$ soit 0.6 mb^5 ce qui correspond à 1.16 événements par collision pour une luminosité instantanée de $3.13 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [25]. Cette superposition d'événements dans le détecteur est appelé "empilement" ("Pile Up") et doit être prise en compte dans l'analyse des données.

Les faisceaux de collisionneurs hadroniques sont accompagnés de particules parasites en dehors du tube. Lorsqu'elles entrent dans les cavernes des expériences, elles traversent les détecteurs et induisent des bruits de fond additionnels, on parle de "beam halo". Inversement à ce phénomène, les particules diffusées à bas angle au point d'interaction peuvent atteindre le tunnel LHC et déposer jusqu'à 200W dans la partie supra-conductive des aimants. Cet apport de chaleur dans le plus proche dipôle pourrait induire un réchauffement et conduire à un arrêt. Pour éviter ces deux effets indésirables des absorbeurs sont installés, utilisant du fer, du cuivre et du bore.

⁵Le b est l'unité de mesure utilisée pour désigner les sections efficaces et les luminosités intégrées (sous la forme d'inverse) $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$.

1.3.4 Luminosité et nombre d'événements

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

$$N = \int \mathcal{L} \times \sigma \times dt \quad (1.36)$$

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

$$\mathcal{L} = \frac{N^2 k_p f}{4\pi \sigma_x \sigma_y} \quad (1.37)$$

où N est le nombre de proton par paquet, k_p le nombre de paquets, f la fréquence de rotation d'un paquet et (σ_x, σ_y) l'étalement du faisceau selon les deux axes du plan qui lui est transverse.

Lors de la conception du LHC, la luminosité instantanée initialement prévue était de $10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (hypothèse de fonctionnement) durant les trois premières années de fonctionnement (période dite de basse luminosité) puis de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ensuite (période de haute luminosité). Un an de fonctionnement aurait donc fourni une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} puis de 100 fb^{-1} pendant les périodes à basse puis haute luminosité.

La luminosité n'est pas constante sur un cycle de prise de donnée, mais décroît exponentiellement à cause de la dégradation du faisceau, essentiellement en intensité. Les sources de ces dégradations sont multiples. Tout d'abord les collisions elles-mêmes limitent le temps de vie, puisque la section efficace est grande. Le temps de décroissance caractéristique de l'intensité du faisceau est décrit par $\tau_{col} = \frac{N_{tot,0}}{L\sigma_{tot}k}$ où $N_{tot,0}$ est le nombre initial de protons dans le faisceau, L la luminosité initiale, σ_{tot} la section efficace totale et k le nombre de points d'interactions. Pour les conditions nominales du LHC on obtient $\tau_{col} = 44.85h$. Une autre source de perte de luminosité est liée à la diffusion interne au faisceau ainsi qu'aux interactions entre le faisceau et le gaz de particules piégé au centre des détecteurs par les champs magnétiques. Ces trois contributions conduisent à une définition du temps de vie décrit par l'équation :

$$\frac{1}{\tau_L} = \frac{1}{\tau_{IBS}} + \frac{1}{\tau_{gaz}} + \frac{1}{\tau_{col}} \quad (1.38)$$

ce qui donne $\tau_L = 14.9h$.

La liste des paramètres (TAB. 1.4) de fonctionnement pour le démarrage a été décidée en février 2010 par le comité du LHC [25]. En raison de l'incident ayant eu lieu en septembre 2008 et avant de plus amples travaux qui se dérouleront à partir de 2011, l'énergie des faisceaux sera de 3.5 TeV contre 7 TeV prévue initialement. En effet lors des tests avec faisceaux en septembre 2008, plusieurs dipôles supra-conducteurs du LHC ont subi une soudaine transition résistive "quench" due à des défauts lors de l'installation des aimants provoquant une perte du faisceau, un fort dégagement d'hélium gazeux et des dégâts mécanique sur un grand nombre de dipôles. Une fois le diagnostic obtenu, il fut décidé de préférer une réparation rapide des dipôles entraînant une limitation de leur puissance à une remise à niveau complète des aimants qui aurait impliquée un retard nettement supérieur pour le programme de recherche. Cela va conduire à une réduction de la luminosité instantanée et donc de la quantité d'événements enregistrés par les expériences, on peut noter que le "Pile-Up" devient presque négligeable.

paramètres	unité	2010/2011	Nominal
Énergie par faisceau	TeV	3.5	7
γ relativiste		3730.23	7460.26
Énergie dans le centre de masse	TeV	7	14
Champ magnétique	T	4.5	8.33
Luminosité instantanée $\mathcal{L}$	$10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$	17.3(3.13)	$10^3(20)$
Luminosité intégrée par année	fb^{-1}	5.5(0.99)	100(10)
Nombre de protons par paquet N	10^{10}	7	10(2)
Nombre de paquets k_b		796(144)	2808
Nombre moyen de collisions inélastiques par croisement		1.16	19.0(3.8)
Fréquence de révolution d'un paquet f	kHz	11.246	11.246
Étalement longitudinal d'un paquet σ_z	cm	5.83	5.3
Étalement transversal d'un paquet σ_x et σ_y	μm	45	15
Durée entre deux paquets	ns	50	25
Angle de croisement des faisceaux	μrad	130	300
Perte d'énergie par tour	keV	0.42	6.7

TAB. 1.4 – Caractéristiques principales des faisceaux produits par le LHC à haute (basse) luminosité pour les collisions 2010/2011 et pour le projet initial

Le plan actuel de fonctionnement du LHC est de produire des collisions à 7 TeV dans le centre de masse durant 2010/2011 jusqu'à une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} .

1.3.5 Descriptions des expériences

Autour de l'anneau du LHC se trouvent quatre principales expériences (FIG. 1.7) : ATLAS, CMS, ALICE et LHCb.

CMS [26, 27] et ATLAS [28] sont deux expériences généralistes, dont les principaux objectifs sont la recherche et l'étude du secteur du Higgs, de la supersymétrie, de la physique du top et au-delà toute manifestation de nouvelle physique observée par des déviations au modèle standard.

ALICE [29] est une expérience de physique dédiée aux ions lourds qui permettra d'étudier le plasma de quarks et de gluons, les transitions de phases de saveur des quarks et la structure de la matière hadronique.

LHCb [30] est dédiée à la physique des phénomènes rares dus au quark b et aux mesures de précisions de la violation CP .

Deux autres expériences doivent être installées avant et après l'expérience CMS (au point 5), TOTEM et LHCf [31, 32], il s'agit d'expériences dédiées à la physique diffractive, à la mesure de la luminosité du LHC et à la physique des phénomènes très à l'avant.

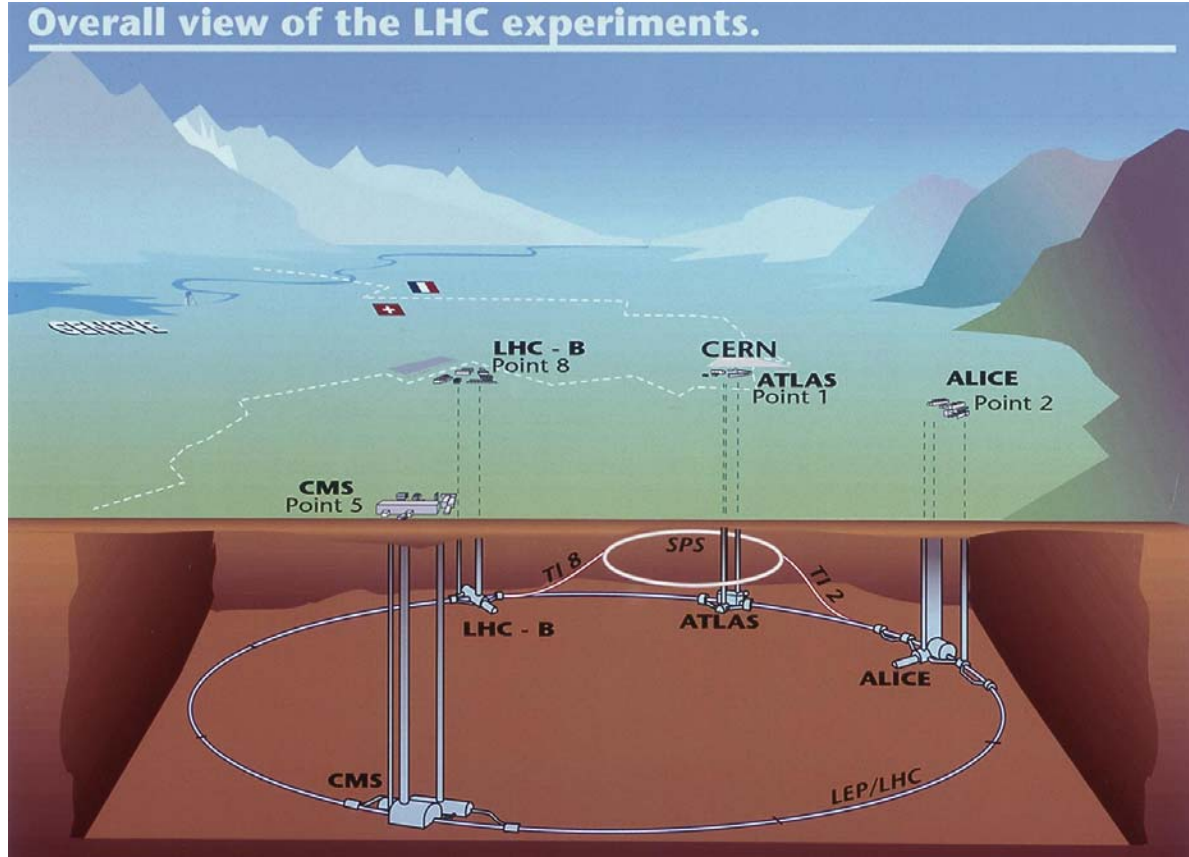


FIG. 1.7 – Vue d’ensemble des expériences du LHC

1.4 Le détecteur “Compact Muon Solenoid” : CMS

CMS est une des deux expériences généralistes du LHC. Il s’agit d’un détecteur de 24 m de long, 14.6 m de diamètre pour une masse de 14500 tonnes. Comme la plupart des détecteurs de physique des particules, le détecteur est constitué d’éléments de sous-détecteurs concentriques, ceux-ci forment un tonneau et deux bouchons. La conception de CMS a été optimisée pour la réussite des objectifs de physique fixés tout en supportant les contraintes expérimentales provenant des collisions hadroniques du LHC. La reconstruction des leptons (électrons et muons) fait partie des priorités puisqu’ils font partie de la signature de nombreux processus physiques intéressants tels que les désintégration des bosons $W^\pm$ et Z^0 . Les muons ont l’avantage d’être facilement identifiables puisqu’ils ont un grand pouvoir de pénétration dans la matière. Une excellente performance de reconstruction des muons est donc un des objectifs prioritaires de CMS. Comme le montre l’équation 1.39, la résolution sur l’impulsion des traces des particules traversant un champ magnétique dépend de la valeur de ce champ et des dimensions de l’expérience. Pour avoir un détecteur compact, il faut compenser par un champ magnétique plus intense.

$$\frac{\Delta p_T}{p_T} \sim \frac{1}{BR^2} \quad (1.39)$$

où B est le champ magnétique et R le rayon du détecteur. Le choix du champ magnétique détermine les caractéristiques de l’expérience. La solution choisie par CMS est d’utiliser un solénoïde fournissant un champ magnétique très intense de 3.8 Tesla.

Le site de l'expérience L'ensemble du complexe dédié à l'expérience CMS est situé à Cessy en France, au point 5 (FIG. 1.8). Le mode opératoire de la construction et de l'installation du détecteur CMS dans le hall expérimental a été conçue pour minimiser les interférences avec l'exploitation du LEP tout en réduisant les délais et les coûts. Pour ce faire l'assemblage et les essais de l'aimant ont eu lieu dans une grande salle à la surface avant que l'expérience ne soit descendue dans la caverne expérimentale 100 m plus bas. Un net avantage de cette solution est que la construction de l'expérience CMS a pu commencer dès 1999 avant la fin des opérations du LEP et a pu continuer en parallèle avec les opérations de génie civil. Le hall principal, où fut construit le détecteur CMS mesure 140 m de long pour 23.5 m de large et de haut, il est accompagné de tout un ensemble de bâtiment dédiés aux gaz, la cryogénie, la ventilation ... Le domaine sous-terrain de l'expérience se compose principalement de la caverne expérimentale UXC5, de la caverne auxiliaire USC5 et des accès aux puits et tunnels. Il est séparé de la surface par une salle de blindages mobiles afin de protéger des radiations.

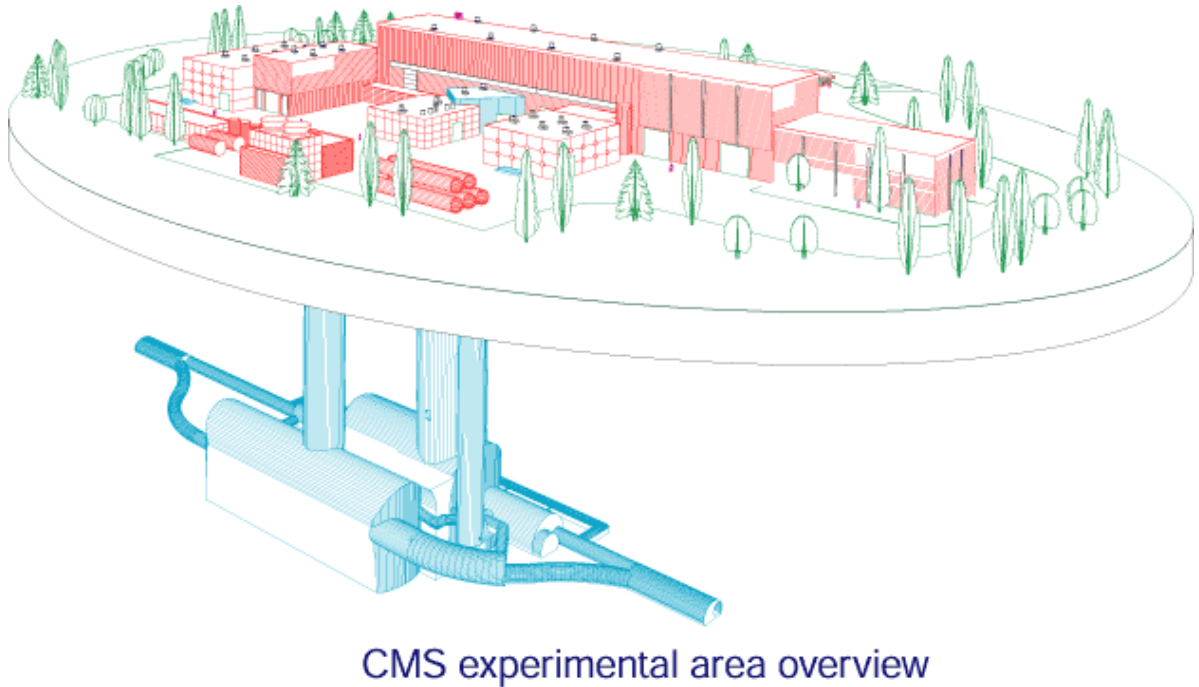


FIG. 1.8 – Vue schématique du complexe de l'expérience CMS à Cessy

Le système de coordonnées Le système de coordonnées utilisé pour décrire la géométrie du détecteur CMS et de ses différents sous-détecteurs est un repère orthonormé cartésien $(O, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ (FIG. 1.9), où O est le centre du détecteur, $\vec{x}$ pointe vers le centre du LHC, $\vec{z}$ est tangent au faisceau et $\vec{y}$ complète le repère avec un angle de 1.23° par rapport à la verticale⁶.

Le détecteur CMS possédant une symétrie cylindrique, un repère trigonométrique (O, r, θ, ϕ) est aussi utilisé avec r étant la distance dans le plan transverse entre le point considéré et O , θ étant l'angle d'émission par rapport à l'axe du faisceau dans le plan

⁶L'anneau du LHC n'est pas parfaitement horizontal afin de pallier à la légère pente du sol dans la région : en effet il eut été plus difficile de construire un anneau horizontal car cela aurait induit des différences de l'ordre de la centaine de mètres entre les hauteurs des différents puits autour du LHC, de plus les contraintes géologiques ont aussi contraint la construction sur un plan incliné.

longitudinal et ϕ étant l'angle azimutal permettant de se repérer dans le plan transverse à partir de l'axe $\vec{x}$.

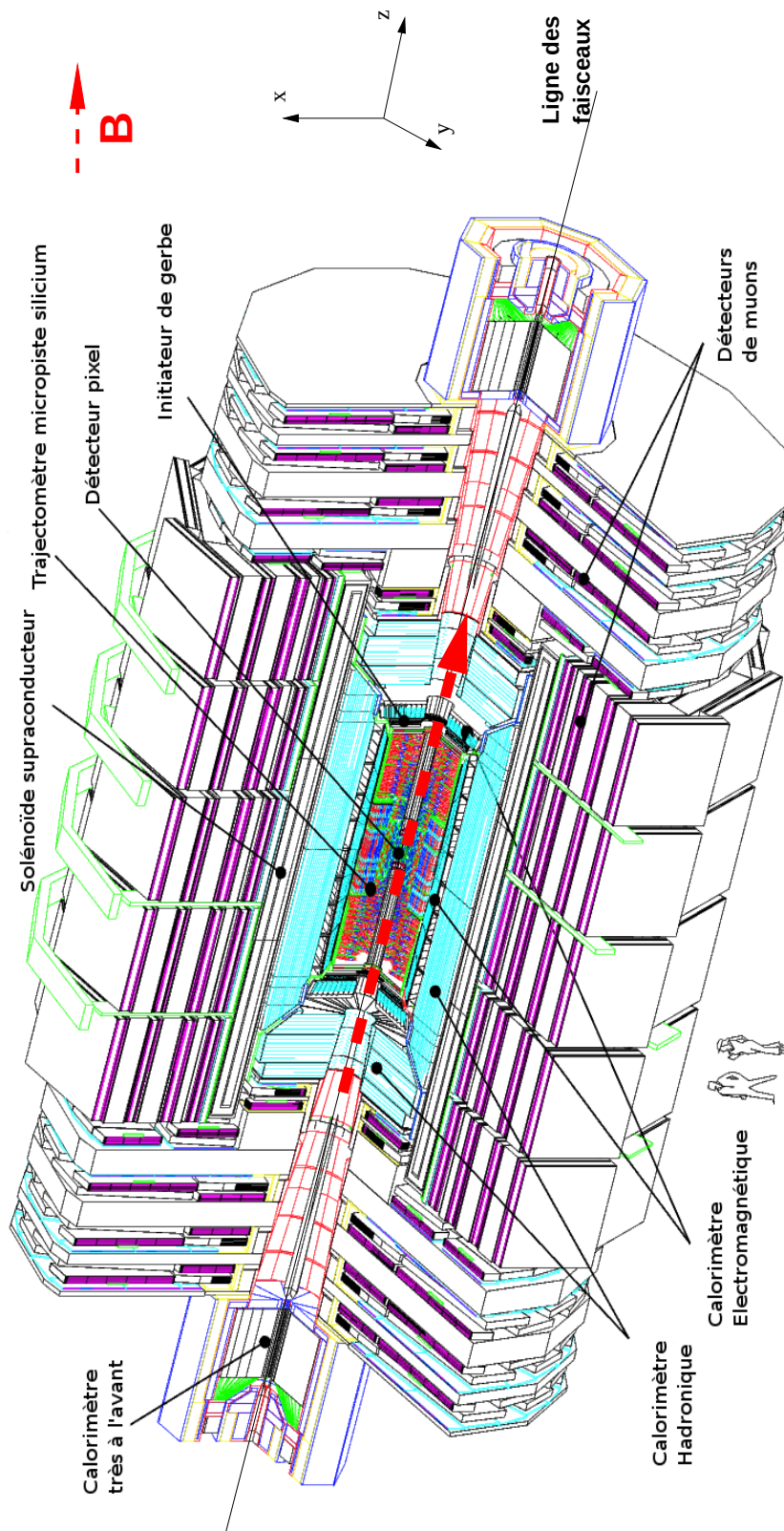


FIG. 1.9 – Vue éclatée du détecteur CMS

Le LHC étant un collisionneur hadronique, il met en jeu des protons qui sont composés de trois quarks de valence : $u u d$ et d’une mer de quarks et de gluons. Lors des collisions pp , les particules émises sont le résultat des interactions entre les différents partons constitutifs des protons, hors ceux-ci emportent une fraction inconnue de l’impulsion du proton et il en advient que l’énergie dans le centre de masse partonique diffère d’une interaction à l’autre et est elle aussi inconnue. Il en découle alors deux conséquences majeures :

- Contrairement à un collisionneur leptonique, une large bande d’énergie va pouvoir être explorée avec une énergie de faisceau fixée.
- L’impulsion des partons initiaux, qui est inconnue, est principalement orientée selon l’axe $\vec{z}$, les protons incidents n’ayant quasiment aucune impulsion transverse. On ne pourra donc pas appliquer de contraintes longitudinales sur la reconstruction des événements lors de l’analyse.
- Il n’est pas possible d’avoir des événements ou processus utilisant les 7 TeV

Dans de telles conditions, il faut utiliser des observables qui soient invariantes par transformation de Lorentz suivant $\vec{z}$. On définit donc d’abord l’impulsion transverse $\vec{p}_T$ d’une particule qui est la projection dans le plan transverse $(O, \vec{x}, \vec{y})$ de son impulsion $\vec{p}$, puis la rapidité y qui est définie par :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z} \quad (1.40)$$

où $p_z = p \cos(\theta)$ est la composante longitudinale de l’impulsion de la particule et E son énergie. Dans le cadre de particule ultra-relativiste $|\vec{p}| \gg m$, la rapidité y peut être approximée par la pseudo-rapacité η définie par :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{|\vec{p}| + p_z}{|\vec{p}| - p_z} = -\ln \tan\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (1.41)$$

qui est une quantité toujours mesurable même lorsque la quadri-impulsion de la particule n’est pas connue.

La description des différents sous-détecteurs de l’expérience CMS est faite dans les sections ci-dessous.

1.4.1 L’aimant supra-conducteur

Comme l’indique le nom du détecteur “Compact Muon Solenoid”, l’aimant est au cœur de la conception de ce détecteur et de ses performances, en effet ses caractéristiques ont contraint les différents sous-détecteurs lors de leur conception. Le caractère compact a imposé une taille minimale pour que le trajectographe et les calorimètres puissent tenir à l’intérieur de l’aimant, la contrepartie fut que le champ magnétique devait être assez fort pour obtenir une bonne résolution lors de la reconstruction des traces tout en réduisant le bruit de fond des particules à basse impulsion. De plus l’aimant supportant les sous-détecteurs internes doit être suffisamment robuste d’un point de vue mécanique.

L’aimant de CMS est composé de 5 bobines jointives en niobium-titane d’une longueur de 12.9 m au total, d’un diamètre interne de 5.9 m étant parcourues par 2168 spires. Cet aimant supra-conducteur est refroidi par de l’hélium liquide jusqu’à une température

de 4.2K, cela permet d'utiliser un courant de $19.5kA$ qui produit un champ magnétique de $4T$ ($3.8T$ au démarrage) (FIG. 1.10,1.11)⁷ au niveau du trajectographe et des calorimètres. L'aimant à pleine puissance emmagasine $2.7GJ$, il lui faut 5 heures pour atteindre la valeur nominale du champ magnétique et 18 heures pour se décharger. Afin de pouvoir évacuer l'énergie en cas d'urgence et protéger les différents sous-détecteurs, des résistances de $50m\Omega$ sont utilisées et permettent d'obtenir un temps de décharge de 280 secondes. Autour de l'aimant se trouve la structure externe du détecteur constituée de culasses en fer correspondant à une épaisseur de 1.5 m, elle est la composante principale en terme de poids ($11500t$) et de taille pour l'expérience CMS, cette structure permet le retour du champ magnétique. L'intérêt du champ magnétique est qu'il courbe la trajectoire des particules chargées, ce qui permet ainsi de les différencier, de les identifier et de mesurer leur impulsion, de plus l'inversion de valeur du champ magnétique à l'extérieur de la bobine provoque de la même manière une inversion de la courbure de la trajectoire. La signature claire des muons provient du fait qu'ils arrivent à s'échapper des calorimètres et à sortir du détecteur.

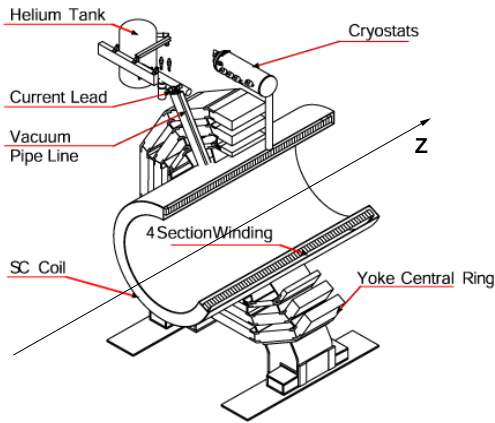


FIG. 1.10 – Structure de l'aimant supraconducteur de CMS

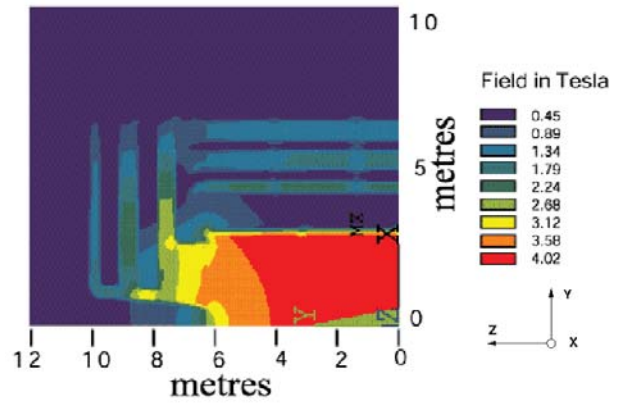


FIG. 1.11 – Valeur du champ magnétique dans le détecteur CMS

1.4.2 Le trajectographe

Le trajectographe, qui est une composante majeure du chapitre suivant, sera abordé d'un point de vue structurel et sommairement d'un point de vue fonctionnel dans cette partie.

Il s'agit du détecteur le plus interne et le plus proche du faisceau, sa fonction est de reconstruire les traces des particules chargées provenant des collisions à partir des impacts mesurés dans chaque couche de détection. Une fois les traces reconstruites, il est possible de déterminer l'impulsion des particules associées ainsi que leurs vertex de production. En effet toute particule chargée, de charge q se déplaçant dans un champ magnétique uniforme⁸ d'intensité B selon l'axe $\vec{z}$ subit la force de Lorentz et suit une trajectoire hélicoïdale dont le rayon de courbure dans le plan transverse est R_c . On peut calculer l'impulsion transverse de la particule à partir de la formule suivante :

$$p_T = qBR_c \quad (1.42)$$

⁷Comparativement, le champ magnétique terrestre n'est que de $47\mu T$.

⁸Ce qui est le cas à l'intérieur du solénoïde.

À partir de la mesure de l’angle θ , qui est obtenue par les mesure des positions suivant $\vec{z}$ des impacts formant cette trace, on peut calculer l’impulsion totale p :

$$p = \frac{p_T}{\sin \theta} \quad (1.43)$$

Le trajectographe est essentiel pour la réduction du bruit de fond produit à chaque croisement de faisceau, car il permet de sélectionner les vertex correspondants à des collisions dures. Le trajectographe lui-même se décompose en deux sous-ensembles (FIG. 1.12) qui utilisent deux technologies différentes : le détecteur à pixels et le trajectographe à micro-pistes au silicium qui lui même se décompose en sous-partie, cela permet au trajectographe de couvrir l’espace jusqu’à $|\eta| < 2.5$.

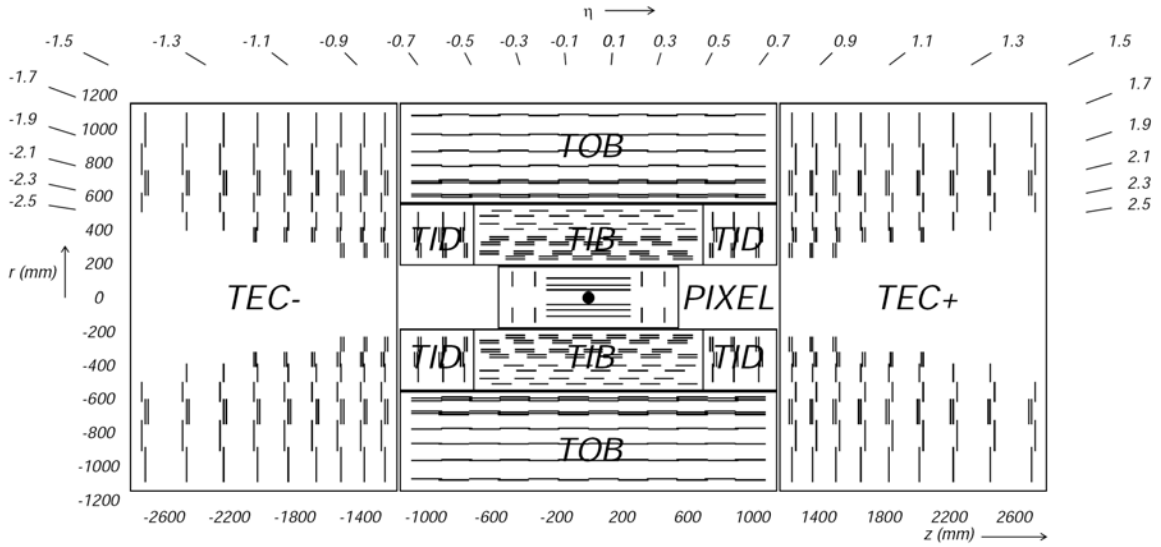


FIG. 1.12 – Coupe dans le plan longitudinal du trajectographe

Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels est composé d’un tonneau (BPix) de trois couches de détection à des distances du faisceau de 4.4, 7.3 et 10.2 cm et de deux bouchons (FPix) de deux disques chacun à $z = \pm 34.5$ et 46.5 cm (FIG. 1.13). Ce détecteur contient 65 millions de pixels chacun mesurant $125 \times 125 \mu\text{m}^2$ de section et $250 \mu\text{m}$ d’épaisseur, chaque pixel est un élément de détection. L’électronique de lecture de chaque pixel, appelée “PUC” (Pixel Unit Cell) est directement intégrée sur le pixel, les PUC elles-mêmes sont intégrées à une puce de lecture sous la forme d’une matrice de 52×45 qui permet de lire un nombre total de 4160 pixels. La lecture se fait de manière analogique, car l’excellente résolution provoque un partage des charges sur plusieurs pixels connexes. Il est attendu une résolution spatiale de $10 \mu\text{m}$ pour les mesures en $r - \phi$ et de $20 \mu\text{m}$ pour les mesures en z .

Du fait de sa proximité au faisceau et de sa très bonne résolution spatiale, ce détecteur est essentiel pour trois aspects de la reconstruction des traces :

- La séparation spatiale des différents vertex primaires lors des croisements de faisceaux afin d’extraire le signal recherché du bruit de fond.

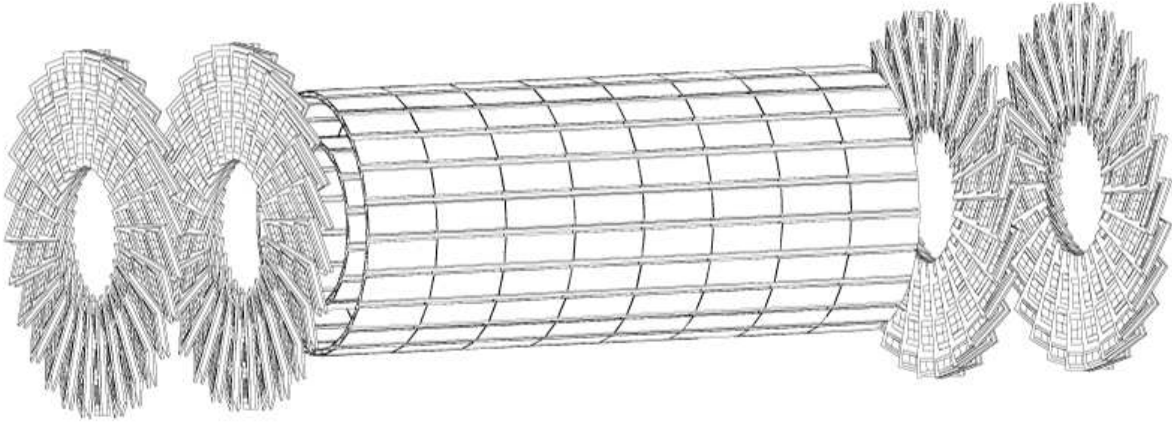


FIG. 1.13 – Vue tridimensionnelle du détecteur à pixels

- L’initiation de la reconstruction des traces, cela sera plus longuement détaillé dans le second chapitre.
- L’amélioration des performances d’identification des jets de b , car la première couche de détection est proche des vertex secondaires de désintégration des hadrons beaux, la contrainte apportée par cette première mesure permet de mesurer plus précisément le paramètre d’impact et la distance de vol de ces hadrons.

Cependant comme il est le détecteur le plus proche du faisceau, il sera aussi le premier à vieillir car les dommages dus aux radiations sont importants : il est attendu un flux de 10^{14} MeV-équivalent-neutrons par cm^2 à une distance de 7 cm du faisceau (FIG. 1.14), ce flux restant un facteur 5 en dessous du maximum attendu pour le trajectographe [33]. En fonction de la luminosité, il est prévu de remplacer les deux premières couches au bout de 6 ans d’exploitation.

Les détecteurs à pistes

Le tonneau interne ou TIB (Tracker Inner Barrel) est composé de 4 couches et couvre les régions où $|z| < 65$ cm pour un rayon compris entre 225 et 500 mm avec des détecteurs à pistes de silicium d’une épaisseur de $320 \mu\text{m}$ et d’un pas variant entre 80 et $120 \mu\text{m}$ pour un nombre total de 2724 modules.

Les deux premières couches sont composées de modules dits “stéréo” car ils comportent deux modules simples collés l’un à l’autre avec un angle de 100 mrad entre les deux. Cela permet d’obtenir à la fois une mesure dans le plan $r - \phi$ et en z avec des résolutions de $23 - 34 \mu\text{m}$ et $230 \mu\text{m}$ respectivement pour un point isolé. Pour les deux couches suivantes, les pistes des modules sont orientées parallèlement au faisceau et ne fournissent qu’une information du type $r - \phi$.

Les disques internes ou TID (Tracker Inner Disks) consistent en deux séries de trois disques dans le prolongement du TIB jusqu’à $|z| < 110$ cm dont les pistes des modules pointent vers la ligne de faisceau, les modules étant placés sous la forme d’anneaux. Les modules ont une épaisseur de $320 \mu\text{m}$ et un pas inter-pistes variant de 80 à $140 \mu\text{m}$, de la même manière que pour le TIB les deux premiers anneaux de chaque côté sont équipés de modules “stéréo”. Il y a 816 modules dans le TID.

Le tonneau externe ou TOB (Tracker Outer Barrel) englobe le TIB et le TIB en occupant l'espace $|z| < 110$ cm et $500 \text{ mm} < r < 1200$ mm. De même que pour le TIB, les pistes sont orientées parallèlement au faisceau et les deux premières des 6 couches sont équipées de modules “stéréo” qui fournissent des mesures d'une précision de $32 - 52 \mu\text{m}$ dans le plan $r - \phi$ et de $530 \mu\text{m}$ en z .

Comme le montre la figure 1.14, le taux de radiation est nettement plus faible au niveau du TOB, les 5208 modules du TOB sont donc plus épais ($500 \mu\text{m}$) tout en gardant un bon rapport S/B avec des pistes plus longues et un pas inter-pistes plus grand variant entre 120 et $180 \mu\text{m}$.

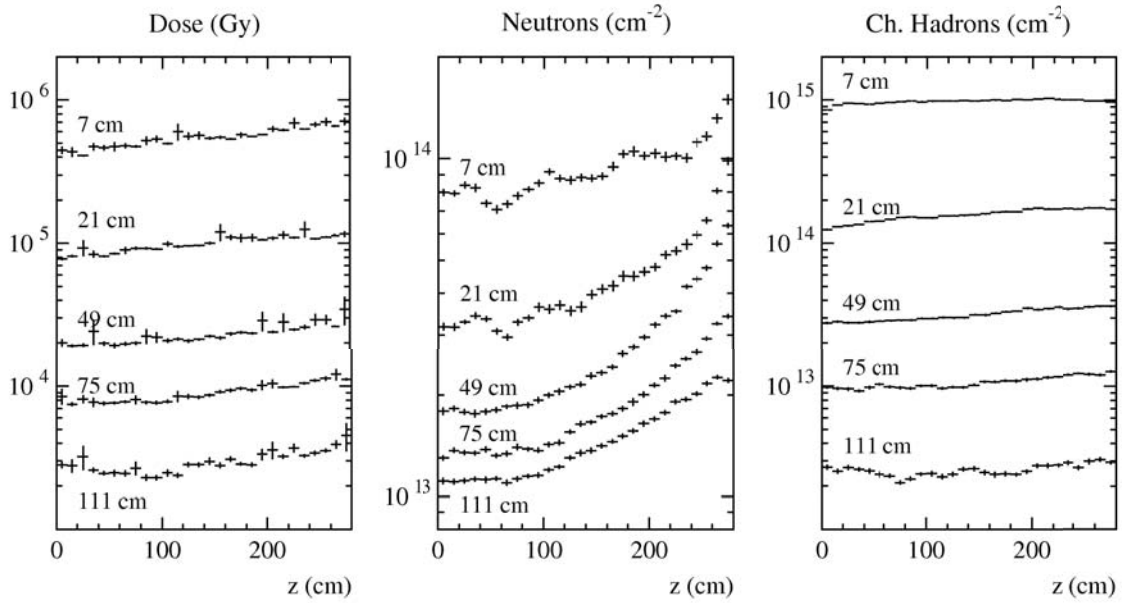


FIG. 1.14 – Niveaux de radiations reçues par les couches du trajectographe en fonction de r et z pour une luminosité intégrée de $5 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$

Les bouchons ou TEC (Tracker End-Cap) correspondent à 9 disques chacun dans les régions $120 \text{ cm} < |z| < 280$ cm et $200 \text{ mm} < r < 1200$ mm. Les pistes des modules sont orientées vers la ligne de faisceau et placées en forme d'anneaux. Les deux premiers anneaux ainsi que le cinquième sont équipés de modules “stéréo”.

Comme les anneaux s'éloignent rapidement de la zone d'interaction et des radiations, il y a deux configurations de modules suivant la même logique que le passage de TIB à TOB :

- pour les trois premiers anneaux, qui comportent 2512 modules, ceux-ci ont une épaisseur de $320 \mu\text{m}$ et un pas inter-pistes variant de 100 à $140 \mu\text{m}$.
- pour les anneaux suivants, les 3888 modules restants ont une épaisseur de $500 \mu\text{m}$ pour un pas entre 140 et $180 \mu\text{m}$.

1.4.3 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique ou ECAL est conçu pour la mesure de l'énergie et de la direction des particules réagissant par l'interaction électromagnétique, plus spécifiquement les électrons et les photons devront être totalement stoppés par ce sous-détecteur. Afin de parvenir à ce but, l'ECAL a été défini pour être le plus hermétique possible (FIG. 1.15) en couvrant l'espace jusqu'à $|\eta| < 3.0$.

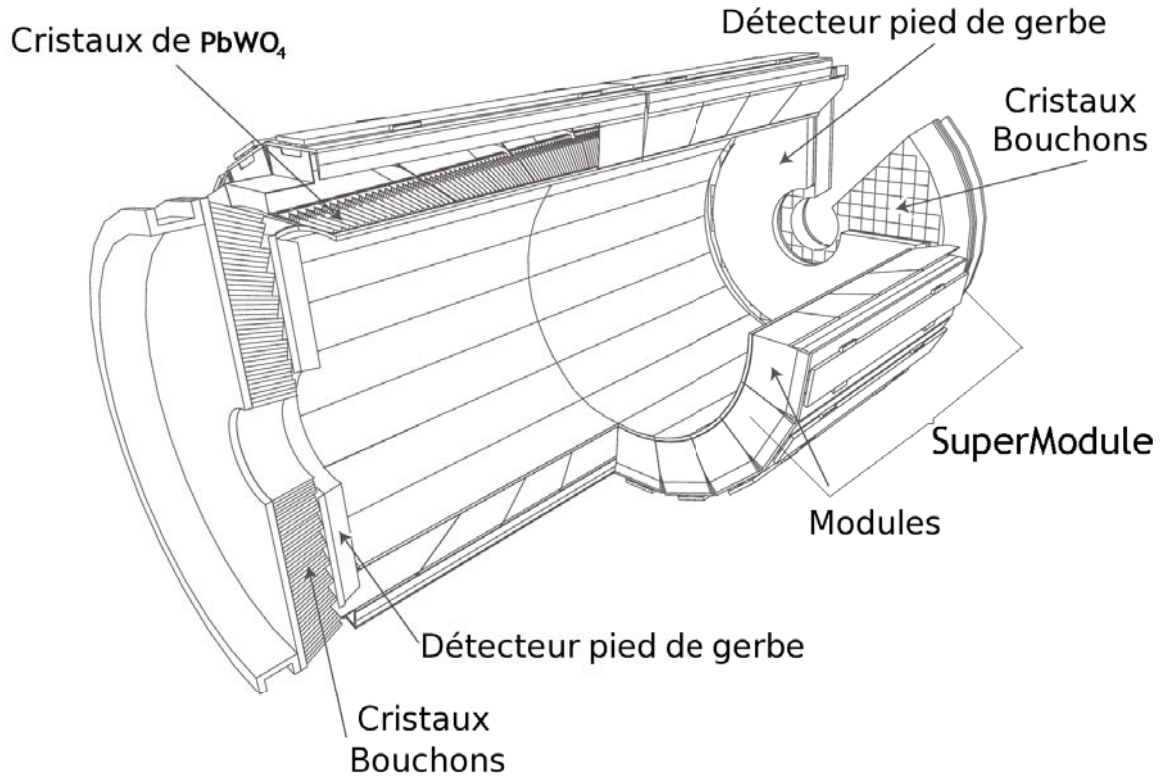


FIG. 1.15 – Vue éclatée du calorimètre électromagnétique de CMS

L'un des principaux objectifs de l'expérience CMS est la recherche ou exclusion du boson de Higgs. Si celui-ci est léger ($114 \text{ GeV}/c^2 < m_H < 140 \text{ GeV}/c^2$), le meilleur canal de recherche est celui de la désintégration en une paire de photons. Cependant le bruit de fond (désintégration du π^0 entre autres) étant très important et l'analyse reposant sur une recherche d'un pic dans une distribution de masse invariante $\gamma\gamma$ dominée par le bruit de fond, il est nécessaire d'avoir une excellente résolution en masse pour que le pic soit fin et discernable (de l'ordre du GeV/c^2). Dans l'hypothèse où le boson de Higgs aurait une masse plus importante, le canal de désintégration $H^0 \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ devient important et la recherche de ce canal comportant 4 électrons ou 2 électrons et 2 muons nécessite aussi une excellente résolution sur la reconstruction des électrons et de leur énergie.

De plus pour pouvoir stopper complètement les électrons et les photons et ainsi mesurer l'intégralité de leur énergie, l'utilisation des cristaux scintillants est préférable à l'utilisation de calorimètres à échantillonnage qui laisseraient échapper une partie de l'énergie de la gerbe. Les cristaux scintillants doivent avoir une forte densité, un faible

rayon de Molière⁹ et une grande vitesse de radiation.

L’expérience CMS a porté son choix sur le tungstate de plomb ($PbWO_4$), qui avec sa densité de 8.28 g/cm^3 , son rayon de Molière de 2.19 cm (et donc une longueur de réaction $X_0 = 0.89 \text{ cm}$) et sa rapidité de radiation (80% de la lumière est émise en 25 ns), est en parfaite adéquation avec les contraintes et objectifs du détecteur. Un autre avantage est que le $PbWO_4$ peut être produit industriellement. Cependant comme il y a peu de photons produits ($30\gamma/\text{MeV}$), des photo-diodes à avalanches (dans le tonneau) et des photo-triodes sous vide (dans les bouchons) ont été mises en place pour collecter les photons émis et transmettre les informations à l’électronique de lecture.

Le calorimètre électromagnétique comporte 75848 cristaux de $PbWO_4$ et se compose de deux structures :

Le tonneau ou EB (Electromagnetic Barrel) d’un rayon interne de 129 cm se compose de 36 super-modules, chacun couvrant la moitié de la longueur du tonneau soit un intervalle de pseudo-rapacité $0 < |\eta| < 1.479$. Chaque super-module est constitué de 1700 cristaux, ceux-ci sont inclinés de 3° par rapport à la direction du point d’interaction et présentent une surface de $22 \times 22 \text{ mm}^2$ pour une longueur de 230 mm soit $25.8X_0$.

Les bouchons ou EE (Electromagnetic End-cap) se présentent orthogonalement à l’axe du faisceau à une distance de 314 cm du point d’interaction et couvrent l’espace pour $1.479 < |\eta| < 3.0$. Les cristaux, qui sont arrangés sur une grille $x - y$, ont une section transverse de $28.6 \times 28.6 \text{ mm}^2$ pour une longueur de 220 mm soit $24.7X_0$. Il y a 7324 cristaux par bouchons et sont regroupés au sein de matrices 5×5 nommées super-cristaux. De plus un détecteur additionnel nommé initiateur de gerbe (Preshower) est placé juste devant les bouchons, il consiste en deux couches de détecteurs à pistes de silicium de pas 1.9 mm placées derrières deux couches d’absorbeur en plomb à des profondeurs de $2X_0$ et $3X_0$. Le but de l’initiateur de gerbe est d’améliorer la précision de la mesure de la position de la gerbe électromagnétique et la discrimination γ/π^0 .

1.4.4 Le calorimètre hadronique

Le calorimètre hadronique ou HCAL a pour but de mesurer la direction et l’énergie des hadrons issus de l’hadronisation des quarks et gluons produits lors des interactions ou issus de la désintégration des τ . En effet en combinant l’activité des calorimètres électromagnétiques et hadroniques, il est possible de déterminer qu’elle est l’énergie transverse manquante de l’événement, cette variable trahit la production d’une particule réagissant faiblement avec la matière. Parmi ces particules il y a les neutrinos mais aussi toute une faune de particules prédites par les modèles au-delà du Modèle Standard telles que les gluinos ou les gravitons. Il est donc primordial de mesurer l’intégralité de l’énergie emportée par les hadrons si on veut pouvoir accéder à cette variable.

Les contraintes sur le calorimètre hadronique sont donc son herméticité spatiale et

⁹Le rayon de Molière R_M d’un matériau caractérise la taille dans le plan transversal d’une gerbe électromagnétique initiée par un photon ou un électron de haute énergie. Par définition, il s’agit du rayon du cylindre contenant 90% de l’énergie déposée par la gerbe. Le rayon de Molière et la longueur de radiation X_0 sont liés par la relation empirique $R_M = 0.0265 \times X_0 \times (Z + 1.2)$ où Z est le numéro atomique. Un nombre de Molière faible implique une meilleur résolution spatiale et moins de recouvrement entre les gerbes.

énergétique et sa compacité afin de pouvoir tenir entre l'ECAL et l'aimant supraconducteur. Il a donc été nécessaire de maximiser la quantité d'absorbeur tout en minimisant la quantité de matériaux actifs. Pour le matériau actif, le choix s'est porté sur l'utilisation de feuilles de plastiques scintillateurs couplées à des fibres optiques, cette technologie avait été développée par la collaboration UA1 au CERN avant d'être utilisée lors de la remise à niveau du détecteur CDF à Fermilab, la lecture des photons provenant des fibres optiques se fait ensuite par des photo-diodes. Le laiton a été choisi comme absorbeur car il possède une longueur d'interaction suffisamment courte tout en limitant les diffusions multiples des muons grâce à son Z réduit et il est non-magnétique et facile à usiner.

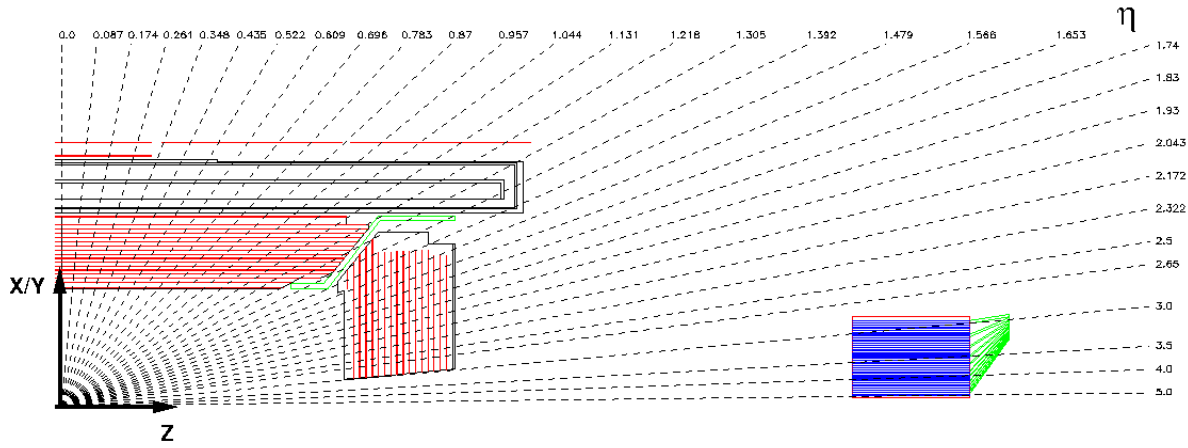


FIG. 1.16 – Quart d'une coupe transverse du calorimètre hadronique

La structure du HCAL peut être décomposée en plusieurs sous-détecteurs (FIG. 1.16) :

Le tonneau (HB) recouvre les régions où $|\eta| < 1.4$ et est constitué de 2304 tours de détection avec une segmentation en $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$. Chaque tour est constituée d'un empilement comportant 15 plaques de laiton de 5 cm d'épaisseur alterné avec des scintillateurs plastiques de 3.7 mm d'épaisseur¹⁰.

Les bouchons (HE) correspondent aux régions où $1.3 < |\eta| < 3.0$ et sont séparés du HB par une zone inclinée à 53° ne pointant pas vers la zone d'interaction qui permet de faire passer tout ce qui est nécessaire au trajectographe et à l'ECAL. Les bouchons sont segmentés en 14 tours en η : les 5 tours les plus externes ont une segmentation en ϕ de 5° et en η de 0.087, les 8 plus internes ont une segmentation en ϕ de 10° et en η variant de 0.09 à 0.35. Il y a au total 2304 tours dans le HE.

Le calorimètre externe (HO) consiste en une couche de scintillateur de 10 mm d'épaisseur situé juste à l'extérieur du réservoir de l'aimant et il couvre les régions où $|\eta| < 1.26$. Les feuilles de scintillateurs sont segmentées tout les 30° en ϕ afin de refléter la segmentation des chambres à muons et en 5 sections selon η couvrant 2.5 m en z à chaque fois. La présence du HO augmente grandement l'épaisseur d'interaction du calorimètre hadronique et améliore ainsi sa résolution sur l'énergie transverse manquante.

¹⁰Sauf la première couche de scintillateur vue par les particules émergent de l'ECAL qui mesure 9 mm d'épaisseur.

Le calorimètre à l’avant (HF) est placé entre $\eta = 3.0$ et 5.0 à partir de $|z| = 11.2$ m avec une profondeur de 1.65 m. Le HF utilise de l’acier comme absorbeur et des fibres de quartz agissant tels des détecteurs Cerenkov. L’acier est placé orthogonalement au faisceau et les fibres parallèlement, celles-ci sont de deux longueurs différentes (1.43 m et 1.65 m), ce qui permet de créer deux échantillonnages longitudinalement. Il y a 13 tours en η avec un $\Delta\eta$ entre 0.1 et 0.175 , la segmentation en ϕ est de 10° .

1.4.5 Le spectrographe à muons

Les muons sont au cœur de la définition de l’expérience CMS, qui a été conçue pour permettre une excellente reconstruction des muons. Celle-ci va se faire en deux temps pour les muons provenant des collisions, en effet les muons étant chargés vont laisser une trace dans le trajectographe ainsi qu’un léger dépôt d’énergie dans les calorimètres, il sera alors possible d’effectuer une reconstruction à partir de ces sous-détecteurs internes.

Cependant les muons, avec les neutrinos, sont les seules particules du Modèle Standard à pouvoir sortir de l’aimant tout en ayant très peu déposé d’énergie dans les sous-détecteurs précédents, de plus l’ensemble des culasses en fer depuis l’aimant jusqu’à la dernière station de détection des muons représente l’équivalent de 16 longueurs d’interaction, ce qui élimine tout bruit de fond hadronique résiduel. Avec les dispositifs placés à l’extérieur de l’aimant, il est clairement possible de mener une reconstruction et une identification des muons, qui ne seront pas polluées par le reste des particules.

Les muons en traversant l’intégralité du détecteur CMS présente une trajectoire caractéristique (FIG. 1.18) ayant une double courbure. Il est donc possible d’utiliser les deux reconstructions précédentes de muons afin d’en affiner le résultat. De plus l’utilisation d’une reconnaissance de forme rapide associée à une reconstruction efficace permet d’utiliser les muons en tant que déclencheur de niveau I.

La détection utilise trois technologies différentes (FIG. 1.17) afin de reconstruire rapidement et efficacement les muons.

Les chambres à tubes à dérives (DT) sont installées dans le tonneau et consistent en 250 chambres organisées en 4 couches (MB1 à MB4) à l’intérieur des culasses en fer de retour de champ à des rayons de 4.0 , 4.9 , 5.9 et 7.9 m. Il y a 5 chambres selon l’axe z et chacune représente 30° selon ϕ , les stations des couches MB1 à MB3 regroupent 12 chambres chacune alors que celles de la couche MB4 en comptent 14. Les tubes à dérives sont des tubes en aluminium contenant du $ArCO_2$ et un fil d’acier inoxydable au centre, lorsque le muon passe à travers le tube, il provoque l’ionisation du mélange gazeux puis la récupération des charges électriques par le tube en moins de 400 ns. Une chambre est ainsi formée de 12 tubes à dérives regroupés par 4 permettant d’obtenir les coordonnées $r - \phi$ et z ¹¹. Chaque station permet d’obtenir la position du muon et sa direction avec une résolution de $100\ \mu\text{m}$ et $1\ \text{mrad}$ respectivement.

Les chambres à pistes cathodiques (CSC) sont utilisées au sein des bouchons, sous la forme de disques avec 36 chambres par anneaux¹². Chaque chambre est de forme trapézoïdale et consiste en 6 cavités contenant du gaz, un plan de pistes de cathode radiales et un plan de fils d’anode quasiment orthogonaux aux pistes. Lorsque le muon

¹¹Sauf pour la couche MB4 qui ne fournit qu’une information $r - \phi$.

¹²Sauf pour le premier anneau des disques 2 à 4 qui en compte 18.

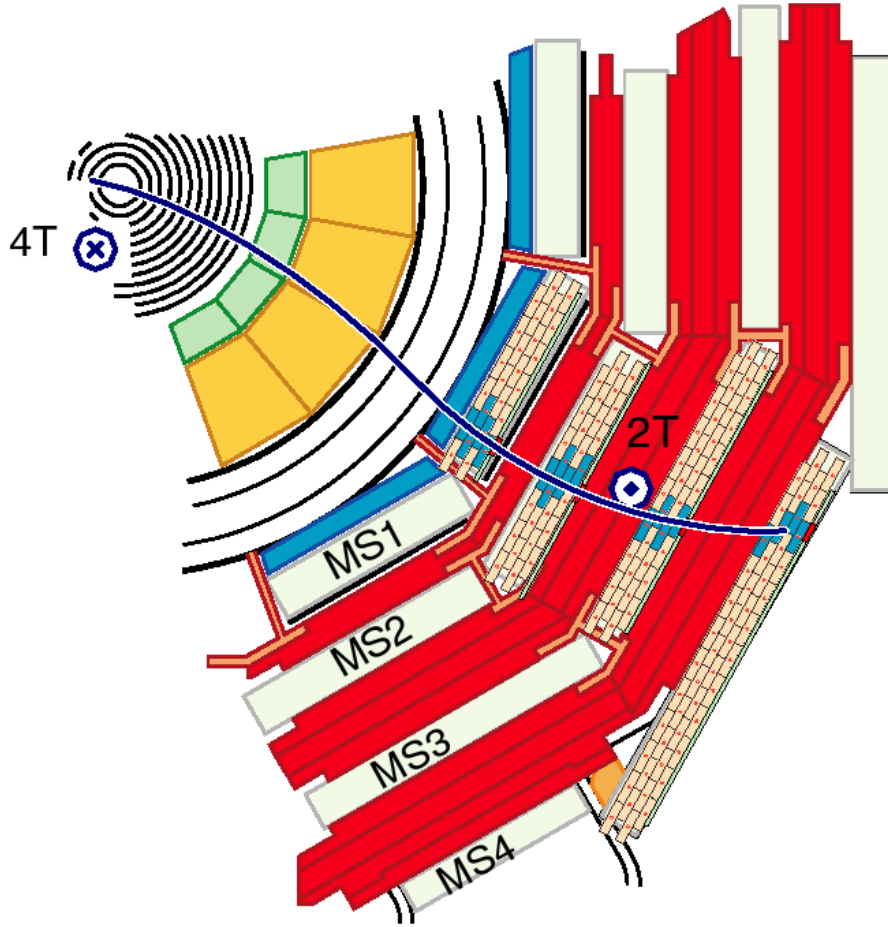


FIG. 1.17 – Quart d’une coupe transverse du détecteur CMS avec la trajectoire d’un muon

Il passe à travers la chambre et ionise le gaz, les électrons émis sont récupérés par les cathodes et les anodes, cette méthode est rapide et peut être utilisée comme déclenchement de niveau I, cependant la résolution sur la position est relativement grande. Pour obtenir une mesure précise de la position, il faut alors déterminer le centre de gravité de la distribution de charges induites sur les pistes de cathode. Chaque chambre CSC mesure 6 coordonnées d’espace (r, ϕ, z) avec une résolution spatiale de $200 \mu\text{m}$ et angulaire de l’ordre de 10 mrad .

Les chambres à plaques résistives (RPC) sont un système de détection ayant un temps de réaction très court 3 ns et étant très robuste, il est donc très utile pour le déclenchement, cependant la résolution spatiale n’est pas aussi bonne que pour les systèmes précédents. Les chambres sont constituées de deux plaques de résine de phénol séparées par quelques mm de gaz et étant entourées d’un revêtement conducteur en graphite qui collecte les charges émis par l’ionisation du gaz lors du passage d’un muon. Ces chambres sont utilisées en combinaison avec les autres systèmes : chaque chambre DT des couches MB1 et MB2 est en sandwich entre deux chambres RPC, pour les couches MB3 et MB4 il y a une chambre RPC par chambre DT, et il y a trois couches de RPC dans les bouchons.

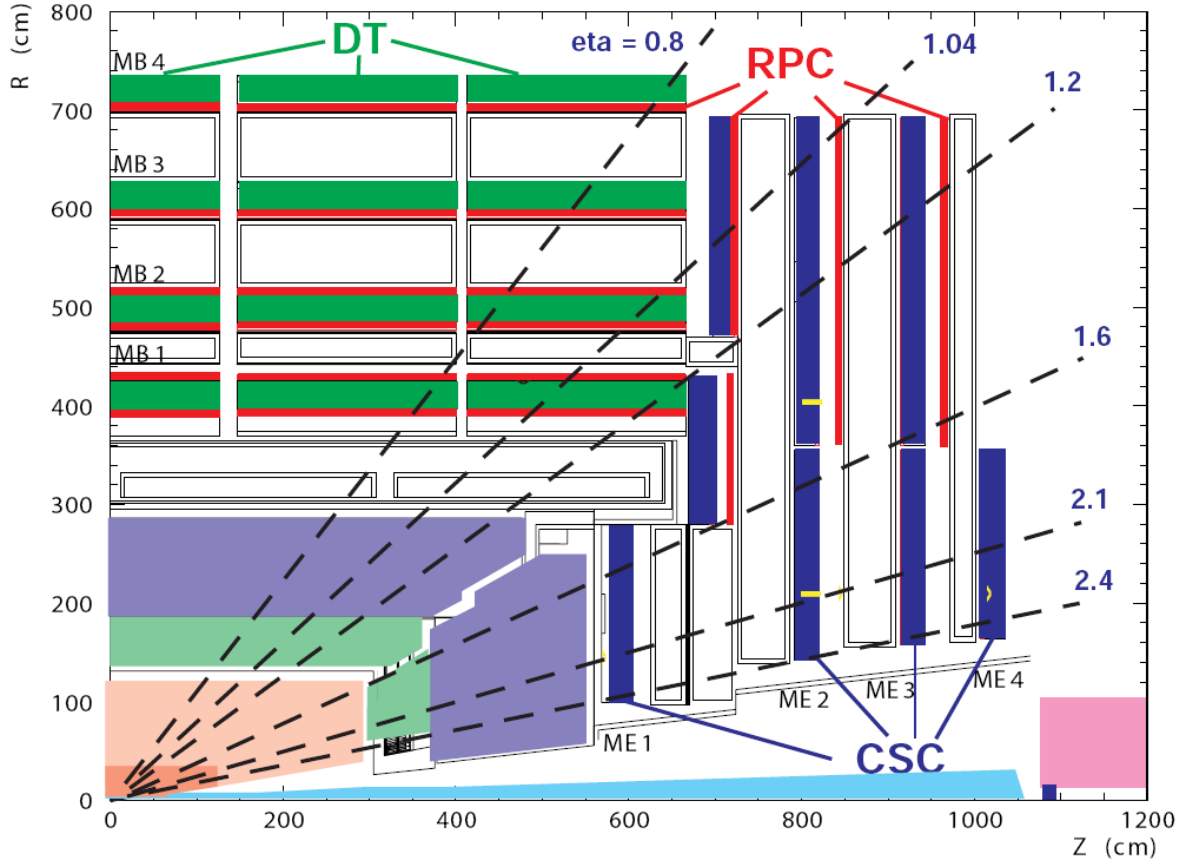


FIG. 1.18 – Quart d’une coupe longitudinale des détecteurs à muons

1.4.6 Le système de déclenchement et d’acquisition des données

La fréquence de croisement des faisceaux est de 20 MHz. Avec une taille moyenne d’événement brut de l’ordre de 1MB, la ferme de calcul ne peut supporter qu’une fréquence d’acquisition de l’ordre de 100 Hz, il faut donc réduire l’acquisition du signal d’un facteur 10^6 tout en enregistrant les événements intéressants pour le programme scientifique de l’expérience CMS. Le déclenchement dans CMS et le système d’acquisition des données consiste en 4 parties : l’électronique du détecteur, les circuits de déclenchement de niveau I (calorimètre, muon et global), le réseau de lecture des données et le système de filtrage des événements en temps réels (ferme de processeurs) qui exécute le logiciel pour le déclenchement de haut niveau (HLT).

Le déclenchement de niveau I La taille du détecteur CMS et de la caverne impose un temps de latence maximal entre l’envoi des données, depuis l’électronique embarquée et la caverne de service hébergeant les processeurs de déclenchement de niveau I, et le retour de la décision. Cette durée est de $3.2 \mu\text{s}$, pendant ce temps les données du détecteur doivent être gardées dans une zone tampon, ce stockage revient à l’électronique embarquée qui dispose d’un tampon de 128 échantillons. Au final sur ce temps de latence, moins de $1 \mu\text{s}$ sont alloués au calcul du déclenchement de niveau I, celui-ci permet de réduire le taux de prise de données à 100 kHz ¹³.

Le déclenchement de niveau I implique les calorimètres, les détecteurs à muons ainsi

¹³Par mesure de sécurité, ce taux sera limité à 50 kHz au démarrage du détecteur.

que des informations croisées entre les deux. La décision est fondée sur la présence de “déclencheurs primitifs” tels que des électrons, photons, muons, jets au-dessus d’un seuil en E_T ou p_T . La décision se forme aussi avec des objets plus globaux comme des sommes d’ E_T ou $\cancel{E}_T$, par contre aucune utilisation des traces n’est faite à ce niveau là. Les objets candidats sont toujours considérés avec leur position, direction, énergie et critère de qualité pour les deux arbres de déclenchement (FIG. 1.19).

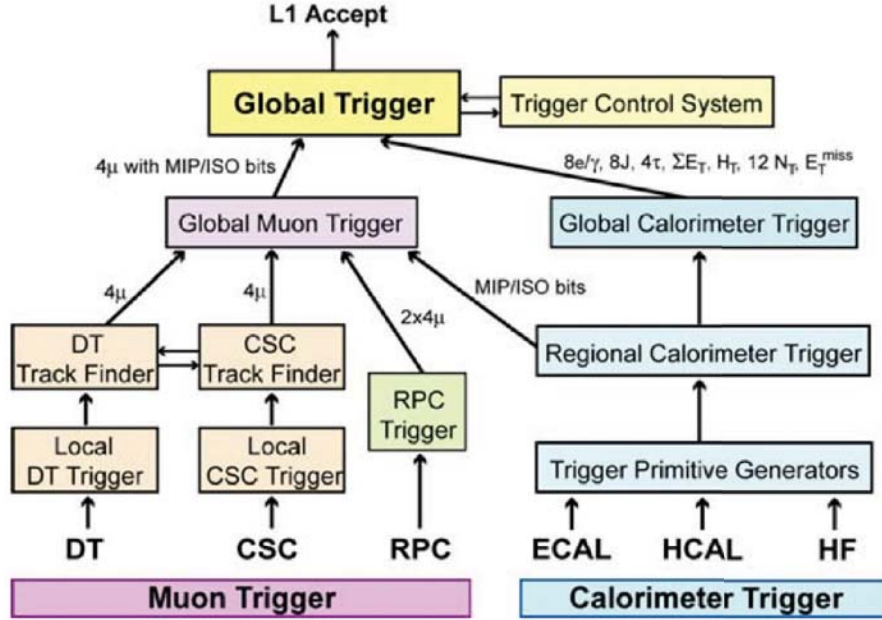


FIG. 1.19 – Schéma du déclenchement de niveau I

Les trois sous-détecteurs du spectrographe à muons sont considérés comme des entités indépendantes pour le chemin de déclenchement. Leurs informations sont mises en commun au niveau du “Global Muon Trigger” en délivrant les quatre meilleurs candidats muons au déclenchement global. L’information concernant l’isolation des muons est déjà présente.

Les calorimètres sont réunis en tours de déclenchement correspondant aux super-cristaux pour l’ECAL, qui sont des matrices 5×5 dans le tonneau. Ils fournissent ainsi au déclenchement global les informations correspondant aux meilleurs électrons/photons candidats, l’énergie transverse totale, l’énergie transverse manquante, nombre de jets candidats avec énergie transverse au-dessus d’un seuil, les quatre meilleurs jets ...

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

Le déclenchement de haut niveau (HLT) Une fois que le déclenchement de niveau I a rendu sa décision, les données sont transmises à un ferme de calcul de plusieurs milliers d’ordinateurs dont chaque processeur exécute le même code de déclenchement de haut niveau afin de réduire le taux d’acquisition des données de 100 kHz à 100 Hz. Le HLT est implémenté en C++ de la même manière que le code de reconstruction des données afin de pouvoir utiliser les mêmes méthodes et algorithmes.

Pour chaque événement, le code HLT n’est exécuté que sur un seul processeur de manière séquentiel afin d’éliminer plus rapidement les événements indésirables. Pour gagner en temps de calcul, chaque étape se termine par une sélection et les algorithmes les plus gourmands sont exécutés en dernier. De la même manière les données provenant du détecteur sont utilisées de manière successive et permettent de décomposer le HLT en deux niveaux II et III. Le niveau II ne fait que réutiliser les données sur lesquels le déclenchement de niveau I s’est fait, seules les données des calorimètres et des systèmes à muons sont utilisées. Puis le niveau III utilise les informations provenant du trajectographe à pixels avant de passer aux données de tout l’événement (reconstruction des traces y compris).

1.4.7 Objets physiques et premiers résultats des années 2009/2010

Après le déclenchement de haut niveau, l’intégralité des algorithmes de reconstruction va être mise en place pour permettre au chercheur de disposer d’objets “physiques” pour son analyse. Ces objets seront des muons, des électrons, des photons et des jets (ensemble des développements de gerbe hadronique) en fonction des couches du détecteur CMS qu’ils auront traversés :

Les photons ne laissent qu’un dépôt énergétique dans l’ECAL.

Les électrons possèdent une trace dans le trajectographe silicium et un fort dépôt dans l’ECAL s’ils ont un p_T suffisant pour l’atteindre.

Les jets peuvent laisser une trace dans le trajectographe silicium mais surtout déposent leur énergie dans l’ECAL et le HCAL

Les muons déposent un peu de leur énergie dans les calorimètres mais sont surtout caractérisés par leurs traces :

- ils ont créés une trace dans les détecteurs à muon : ce seront des *standalone muons*
- ils ont créés une trace dans le trajectographe silicium : ce seront des *tracker muons*
- ils ont créés les deux traces précédentes : ce seront des *global muons*

En plus de ces objets il faut rajouter l’énergie transverse manquante $\cancel{E}_T$ qui correspond à l’émission de particules n’ayant pas réagi avec le détecteur comme les neutrinos.

Comme tous les détecteurs, l’expérience CMS possède des limitations physiques qui se répercutent sur les différentes observables via l’existence de leur résolution. La figure 1.20 permet d’apprécier l’erreur effectuée sur la mesure du p_T de la trace de la particule dans le trajectographe au silicium. La reconstruction des muons est plus précise que celle des électrons car ils perdent moins d’énergie en traversant les différents constituants du détecteur et ils émettent nettement moins de rayonnement de freinage.

La résolution relative en énergie, qui est attendue pour le calorimètre électromagnétique, peut être paramétrée de la forme :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{s}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (1.44)$$

où s est le terme stochastique, b le terme de bruit et c le terme constant.

- le terme stochastique s est lié aux fluctuations statistiques provenant du dépôt d’énergie dans le cristal et de l’amplification par les photo-détecteurs

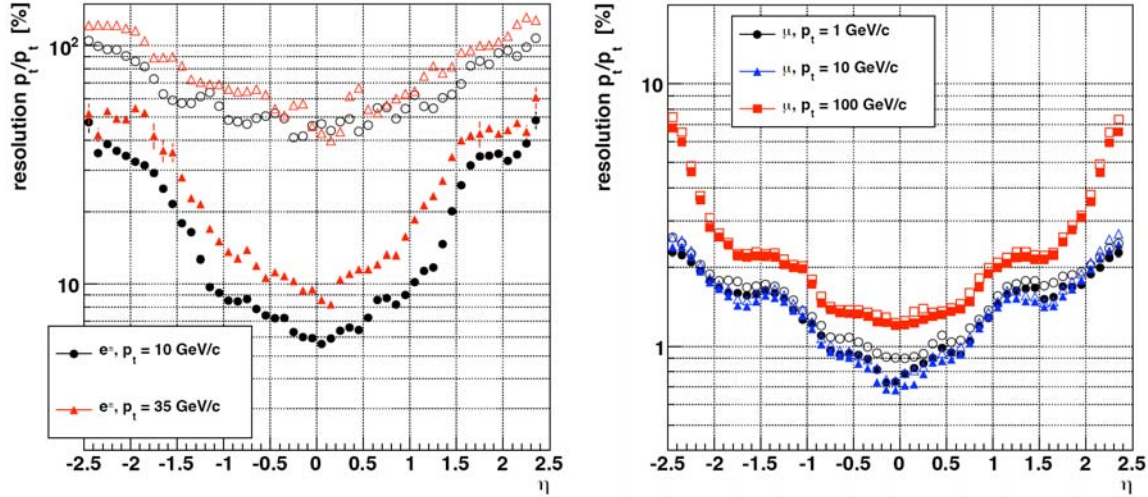


FIG. 1.20 – Résolution en p_T de la trace de l'électron (à gauche) et du muon (à droite) en fonction de la pseudo-rapidité η , les sigles pleins correspondent au σ de l'ajustement gaussien et les sigles vides au RMS des distributions de p_T

- le terme de bruit b est la somme du bruit gaussien provenant de la chaîne électronique et du bruit d'empilement produit par les nombreux autres dépôts énergétiques provenant des particules issues des interactions inélastiques à chaque croisement de faisceaux
- le terme constant c dépend de la qualité du cristal et de la calibration, les principales contributions sont une calibration non-optimale et des fuites d'énergie dans le cristal.

Après des tests sur faisceaux, le terme stochastique s a été évalué à 2.7% pour le tonneau et 5.7% pour les bouchons pour un intervalle d'énergie compris entre 25 et 500 GeV. Le terme constant a été estimé à $c = 0.55\%$ et le terme de bruit à $b = 200$ MeV. Cela permettra d'obtenir une excellente résolution sur un boson de Higgs se désintégrant en deux photons.

De même la résolution en énergie du calorimètre hadronique a déjà testé sur faisceau pour des pions et a été paramétrée de la sorte [34] :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{1.19}{\sqrt{E}} \oplus \frac{0.38}{E} \oplus 0.04 \quad \text{avec } E \text{ en GeV} \quad (1.45)$$

Le redémarrage en 2009 du LHC a permis d'effectuer des collisions avec une énergie dans le centre de masse de 900 GeV puis de 2.36 TeV¹⁴. À partir du 30 mars 2010, le LHC et l'expérience CMS ont commencé à collecter des données avec une énergie dans le centre de masse $\sqrt{s} = 7$ TeV. Ces collisions furent l'occasion de vérifier les différents algorithmes de reconstruction et de produire la première publication de CMS concernant des données de collisions [35]. Ce papier, qui a pour sujet l'étude des jets issus des collisions inélastiques à diffraction non unique (NSD en anglais), permet dans un premier temps de vérifier la justesse des prédictions provenant des simulations par rapport aux données (FIG. 1.21) en regardant une variable indépendante de l'analyse, de montrer à

¹⁴Dépassant ainsi la valeur du Tevatron et constituant un nouveau record mondial.

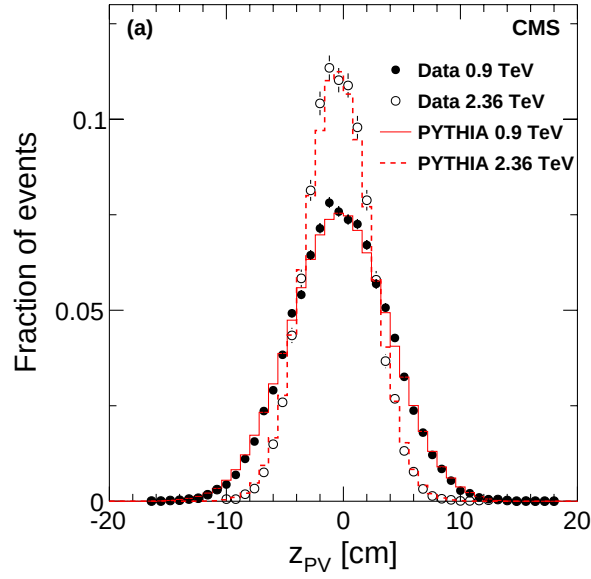


FIG. 1.21 – Position en z du vertex primaire reconstruit à partir des données comparée à la simulation PYTHIA

travers cette analyse des jets la validité de la physique dans CMS comparativement aux expériences précédentes à des énergies comparables¹⁵ (FIG. 1.22) et de prendre le relais sur des analyses ayant été mises en place auparavant (FIG. 1.23).

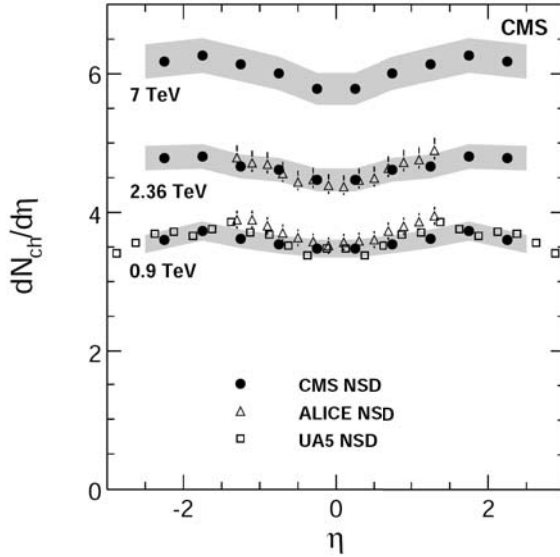


FIG. 1.22 – Distribution des traces chargées en pseudo-rapacité η pour $\sqrt{s}$ jusqu'à 900 GeV pour UA5, 2.36 TeV pour ALICE et 7 TeV pour CMS

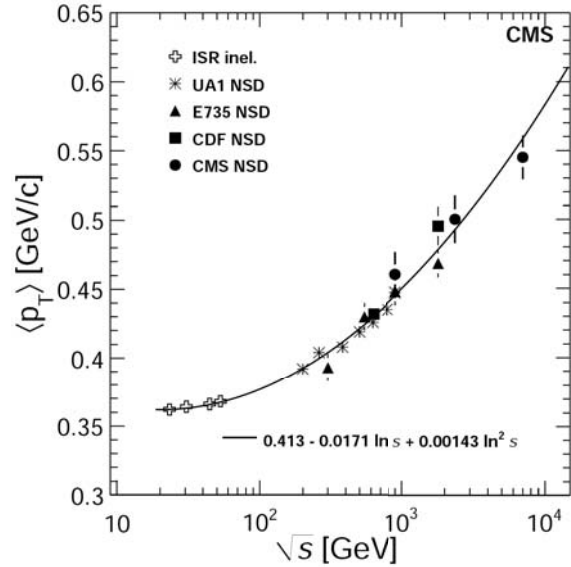


FIG. 1.23 – Dépendance en énergie dans le centre de masse du p_T moyen des jets pour différentes expériences dont CMS

¹⁵L'expérience UA5 utilisa des collisions à 900 GeV provenant du SPS et les données d'ALICE proviennent de la même période de prise de données que CMS

Après un premier démarrage du LHC en 2008 et les premières collisions à 900 GeV puis 2.36 TeV en 2009, le début de l'année 2010 est marquée par les premières collisions 7 TeV soit plus de 15 ans entre la phase de conception et la mise en route finale. Le collisionneur LHC et le détecteur CMS ont été introduits dans ce chapitre afin de présenter de manière globale le cadre dans lequel cette thèse s'est déroulée. Le prochain chapitre concernera la reconstruction des germes de traces dans le détecteur CMS et en particulier la mise au point de nouvelles méthodes pour rendre celle-ci plus efficace. Après cette première partie orientée sur la physique du détecteur viendra une seconde partie orientée sur l'analyse des données concernant le quark top et les chapitre 4 et 5 permettront de lier le système de détection, la reconstruction des données simulées et l'analyse des données réelles.

Chapitre 2

Reconstruction des germes de traces dans CMS

Dans le cadre de la recherche en physique des particules, il est extrêmement important de disposer des trajectoires ou traces des différentes particules produites lors des collisions. À l’heure actuelle, les différentes technologies disponibles ne permettent de reconstruire que les traces des particules chargées. En effet les particules chargées grâce à l’ionisation, qu’elles génèrent en traversant les matériaux, seront repérées dans le détecteur et pourront fournir des indices sur leur charge car en présence du champ magnétique leur trajectoire va se courber. Pour l’expérience CMS, la reconstruction et l’identification des traces sont effectuées au sein du cadre logiciel CMSSW (CMS Software)¹. Ce chapitre va aborder dans un premier temps le principe de la reconstruction des traces par des détecteur au silicium, telle qu’elle est faite par le trajectographe dans l’expérience CMS, puis se concentrera sur la première étape de la reconstruction des traces, la création des germes, afin de pouvoir développer le travail effectué au cours de cette thèse sur l’amélioration des collections de germes.

2.1 Trajectographie au sein de CMS

La trajectographie au sein de CMS est un rôle qui est principalement dévolu au trajectographe². Celui-ci utilise deux technologies de détecteurs à silicium, détecteurs à pistes et pixels, pour repérer la position des points de passages (les coups) des particules chargées dans le détecteur. Les coups seront ensuite fournis aux algorithmes de l’expérience CMS pour la reconstruction des traces.

¹Les différentes versions du logiciel sont notées CMSSW_*X*_*Y*_*Z* avec *X*, *Y* et *Z* des entiers. L’incrément de *X* dénote des changements majeurs, celles de *Y* des changements pouvant être importants et finalement celles de *Z* correspondent à des variations mineures ou à des correctifs. Il existe un suffixe *_preT* correspondant à la *T*^{ième} pré-version. Cette notation correspond au rythme fréquent de changement de version.

²Les chambres à muons ne peuvent fournir qu’une information complémentaire pour les muons.

2.1.1 Les senseurs silicium

Les 9.3 millions de pistes et les 66 millions de pixels représentent une surface active de 198 m^2 et 1 m^2 respectivement³. Que cela soit pour les détecteurs à pistes ou pour les pixels, le principe de détection est le même : ils utilisent des semi-conducteurs à base de silicium. La principale caractéristique des semi-conducteurs est d'avoir une conductivité électrique intermédiaire entre celle d'un métal et celle d'un isolant. La conduction électrique s'effectue par l'intermédiaire de deux types de porteurs de charge : les électrons et les trous et elle est modélisée par la théorie des bandes (FIG. 2.1). Les trous sont des lacunes électroniques dans la structure cristalline quasi-pleine du matériau.

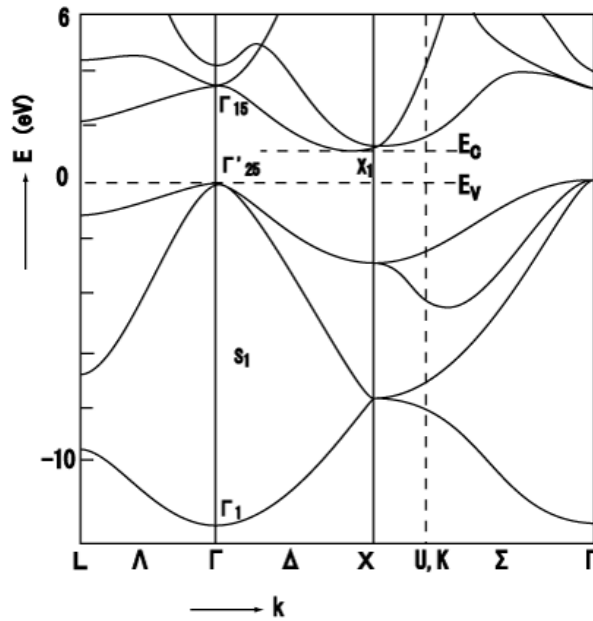


FIG. 2.1 – Structure de bande du silicium explicitée à travers un diagramme énergie (E) / vecteur d'onde (k) avec les notations des zones de Brillouin avec les bandes de valence en dessous de E_V et les bandes de conduction au-dessus de E_0 . Le minimum de la bande de conduction se situe sur l'axe Δ en $k \neq 0$ ce qui fait du silicium un semi-conducteur à gap indirect.

Le silicium est un semi-conducteur intrinsèque et conduit donc très peu le courant. Cependant ses propriétés peuvent être modifiées en le dopant avec des impuretés. Les atomes de Si possèdent quatre électrons de valences qui sont liés à des atomes voisins par des liaisons covalentes. Lorsqu'un de ces atomes est remplacé dans la structure cristalline par un atome ayant un nombre d'électron de valence supérieur à 4, les électrons sur-numéraires se placeront dans la bande de conduction. Inversement si l'atome de remplacement a un nombre d'électron de valence inférieur à 4, il y aura formation de trous qui seront le reflet des électrons manquants pour former les liaisons covalentes. Il existe au final deux catégories de semi-conducteurs :

- type N : la concentration en électron est supérieure à celle des trous. On dit que les électrons sont les porteurs majoritaires. Les dopants les plus courants sont le

³À titre de comparaison, ATLAS en utilise 60 m^2 , CDF (Run II) 1.9 m^2 et les expériences Aleph et L3 en utilisaient respectivement 0.49 m^2 et 0.23 m^2 .

phosphore et l'arsenic.

- type P : la concentration en trous est supérieure à celle en électrons. On dit que les trous sont les porteurs majoritaires. Les dopants les plus courants sont le bore et l'aluminium.

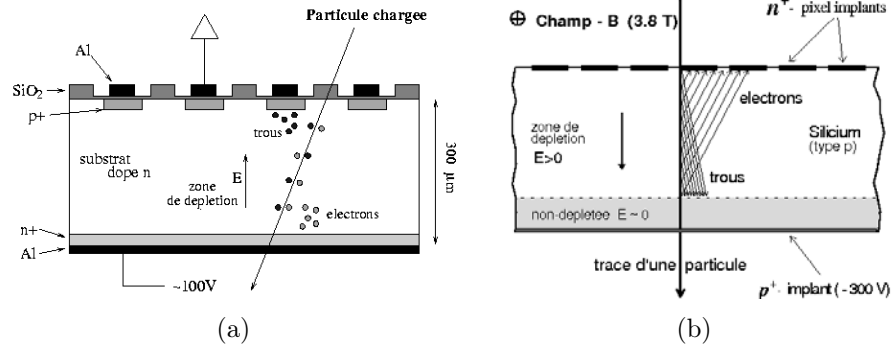


FIG. 2.2 – Coupe transverse d'un module du détecteur à pistes de silicium (a) et d'un détecteur à pixels silicium (b)

Les modules du trajectographe sont constitués de semi-conducteurs à jonction PIN qui est l'extension d'une jonction PN. Les figures 2.2 permettent de visualiser leurs principes de fonctionnement développés ci-dessous.

La jonction PN est créée par la mise en contact d'un semi-conducteur de type P avec un semi-conducteur de type N. Initialement les deux zones P et N sont électriquement neutres, cependant à cause de la différence de concentration en trous et en électrons ceux-ci vont diffuser vers les zones P et N respectivement. Cette diffusion crée une accumulation de charges de part et d'autre de la jonction induisant un champ électrique. La région, où le potentiel électrique varie continuellement, est appelée zone déplétée. Dans cette zone il n'y a pas de charge en déplacement et tout électrons ou trous y pénétrant sera immédiatement repoussé vers une extrémité de la jonction sous l'effet du champ électrique. Lorsqu'une particule chargée va traverser le détecteur, elle va ioniser les atomes du cristal et créer des paires électron-trou qui vont se déplacer vers les extrémités (FIG. 2.2a-b).

La jonction PIN ajoute à la jonction PN une couche intermédiaire de semi-conducteur I. Idéalement il faudrait un semi-conducteur intrinsèque parfait, cependant comme il n'est pas possible d'en obtenir un, on utilise un semi-conducteur légèrement dopé N pour les détecteurs à pistes et P pour les pixels. L'intérêt de cette couche est la création d'un champ électrique uniforme. Pour augmenter l'efficacité de la jonction, on applique une tension négative du côté P qui est nommée tension de déplétion. Elle a pour effets d'augmenter la taille de la zone déplétée donc du volume sensible de détection et de créer un effet d'avalanche, qui va améliorer la collection des charges et diminuer le temps de collection.

Une fois les charges collectées et numérisées par les modules, vient la reconstruction de l'amas d'électrons qui est faite par les FEDs (Front End Driver).

- Pour les détecteurs à pistes, la reconstruction de l'amas[36] est initiée par la présence d'une piste avec un rapport $S/B > 3$ à laquelle on ajoute les pistes adjacentes pour lesquels $S/B > 2$. L'amas est considéré comme valide seulement si sa taille satisfait au critère $\text{taille} > 5 \times \sqrt{\sum_{\text{pistes}} (\text{RMS}^2)}$. La position de l'amas est calculée

par le centroïde de la distribution du signal sur les pistes.

- Pour les détecteurs à pixels, l'initiation se fait à partir d'un pixel pour lequel plus de 1000 électrons ont été collectés et continue avec les pixels adjacents⁴ répondant au même critère de charge collectée. L'amas est considéré comme valide si la charge totale collectée est supérieure à 4000 électrons. La position de l'amas est déterminée de manière indépendante dans les deux dimensions et utilise principalement le rapport des charges dans les pixels sur les bords de l'amas.

Les amas valides, avec leurs positions, sont alors appelés coups (*hits* en anglais) dans le détecteur et serviront comme éléments de base à la trajectographie. La résolution sur la position des coups au sein des détecteurs à pistes et à pixels a été donnée dans le chapitre 1 dans la section 4.2.

2.1.2 La reconstruction des traces

Les algorithmes de reconstruction de traces[37] doivent permettre de reconstruire toutes les traces et de mesurer précisément leurs paramètres relatifs aux vertex primaires. Une trace peut être définie par 5 paramètres : d_0 , z_0 , ϕ , $\cot \theta$ et p_T où d_0 et z_0 ⁵ sont les mesures de la distance entre le point d'approche minimal au centre de la zone d'interaction (*Beamspot*) et le centre de la zone d'interaction respectivement dans le plan transverse et selon l'axe z , ϕ et θ sont les angles polaire et azimutal de la quadri-impulsion de la trace au point d'impact et finalement p_T est l'impulsion dans le plan transverse de la trace. De manière générale la reconstruction des traces s'effectue en 6 étapes logiques :

- Reconstruction locale des coups dans le détecteur
- Génération des germes de traces
- Association de coups à une trace
- Résolution des ambiguïtés
- Ajustement final des paramètres des traces
- Sélection des traces

Dans le cadre du trajectographe de l'expérience CMS, les différentes étapes se déroulent de la façon qui est décrite ci-dessous.

La reconstruction des coups Celle-ci a déjà été décrite dans la section 2.1.1 à la page 43.

La génération des germes de traces Un germe de trace est un ensemble de coups et de paramètres de trajectoire permettant d'initier la reconstruction de la trace. La reconstruction des germes sera plus amplement décrite dans la section 2.2.

L'association de coups à une trace L'association des coups à une trace utilise une méthode combinatoire du filtre de Kalman[38] qui permet de prendre en compte les diffusions multiples des particules au sein du détecteur ainsi que la perte d'énergie. Il s'agit d'une méthode itérative partant du germe et qui se propage de couche en couche. À chaque couche, i.e. pour chaque nouvelle mesure, les paramètres de la trace sont connus avec une précision croissante. Les itérations du filtre de Kalman sont implémentées en plusieurs étapes qui se déroulent dans l'ordre suivant :

⁴Les pixels diagonalement adjacents sont aussi considérés.

⁵Le paramètre z_0 est aussi noté d_z .

- La navigation : À partir des paramètres mis à jour de la trace candidate sur une couche donnée, un algorithme de navigation va déterminer quelles sont les couches suivantes qui vont être intersectées par la trajectoire extrapolée, pour cela il va se servir des incertitudes sur les paramètres de la trace. Lors de la première itération, les paramètres utilisés proviennent du germe.
- La recherche de détecteurs compatibles : Une fois qu’une couche est déclarée compatible avec la trajectoire extrapolée, une liste des détecteurs compatibles de cette couche va être déterminée. Par défaut un détecteur est incompatible si la trajectoire passe à plus de 3σ des bords de la surface de détection. Pour chaque couche, il y a un recouvrement entre les modules adjacents et il peut y avoir plusieurs détecteurs compatibles.
- La recherche de mesures compatibles : Pour chaque détecteur compatible, la direction de la trajectoire à la surface du détecteur est utilisée pour améliorer l’estimation de la position et la taille des coups dans le détecteurs. Une mesure est considérée comme compatible si le χ^2 de l’estimation de la différence de position est inférieure à 30 par défaut.
- La mise à jour de l’état : Si une mesure est compatible avec la trajectoire, ce point est ajouté à la trace candidate et les paramètres de la trajectoire sont alors recalculés. En cas de multiples mesures valides, il y a autant de traces candidates créées. De plus une trace candidate supplémentaire est créée sans mesure sur cette couche dans le cas où la particule n’y aurait pas laisser de dépôt. Ce faux coup est dénommé “coup invalide”.

La procédure se continue tant que la couche externe du trajectographe n’est pas atteinte ou qu’une “condition d’arrêt” n’est pas satisfaite. Pour éviter une croissance exponentielle du nombre de traces candidates, ne sont retenues à chaque itération que celles respectant des critères sur le χ^2 normalisé, le nombre de coups valides et invalides. Cependant la construction des traces candidates peut aussi être stoppée de deux manière distincte par l’utilisateur : dès que l’incertitude est sous un seuil prédéterminé ou lorsqu’il y a un nombre minimal de coups au sein de la trace, cette dernière option est typiquement utilisée lors du HLT.

La résolution des ambiguïtés Les ambiguïtés apparaissent lorsque la même trace est reconstruite à partir de deux germes différents ou lorsqu’un même germe donne naissance à plus d’une trace candidate, elles doivent être évitées afin de ne pas compter plus d’une fois une particule chargée. Pour cela un algorithme de nettoyage des trajectoires détermine la fraction de coups partagés entre deux traces candidates à partir de la formule suivante :

$$f_{partages} = \frac{N_{partages}^{coups}}{\min(N_1^{coups}, N_2^{coups})} \quad (2.1)$$

où N_1^{coups} , N_2^{coups} sont les nombres de coups pour la première et la seconde trace candidate. Si cette fraction dépasse le seuil $c = 50\%$, la trace avec le moins de coups sera retirée de la collection de candidates, si elles ont le même nombre de coups alors ce sera celle avec le χ^2 le plus haut qui sera retirée. Cette procédure est répétée itérativement jusqu’à ce que les paires de traces candidates partagent toutes moins de la moitié de leurs coups.

L’ajustement final des traces À cette étape de la reconstruction, la trace candidate n’est qu’une collection de coups avec une estimation des paramètres de la trajectoire

car l'information complète n'est disponible qu'avec le dernier coups de la trajectoire et des biais peuvent avoir été introduits par les contraintes lors de la création des germes. Une approche de moindre carré combinant un filtre de Kalman et un lisseur est utilisée pour ajuster la trajectoire à la trace. Le filtre de Kalman est initialisé à partir de la position du coups le plus interne et de l'estimation des paramètres provenant du germe, les incertitudes sont agrandies afin de ne pas biaiser la procédure[37]. L'ajustement se fait alors de couche en couche en prenant en compte les effets de matériaux et en ré-évaluant les positions des coups valides, les paramètres et les erreurs sur la trajectoire à chaque itération. Ce premier filtre est complété par une étape de lissage : un second filtre est initialisé avec les résultats du premier⁶ et est appliqué en sens inverse à partir du coup plus externe de la trace vers le plus interne. Une fois le lisseur appliqué, il est possible d'identifier les coups "erronés", i.e. n'appartenant pas à la trace mais ayant quand même été ajouté à la liste des coups, et de les supprimer des traces. Ces coups "erronés" peuvent être liés à la trace tels des amas provenant de rayonnement δ ou en être indépendants et provenir des traces adjacentes ou du bruit électronique. Lors de l'ajustement final de la trace, ces coups "erronés" possèdent des résidus plus élevés que les vrais coups et il est possible de les écarter via l'utilisation d'un χ^2 . On dispose au final des paramètres de la trace pour chaque couche et les coups associés, les paramètres de la trace concernant le point d'impact et les calorimètres sont extrapolés à partir des coups les plus proches du faisceau ou du calorimètre.

La sélection des traces Lors d'un événement standard du LHC avec des jets, la méthode précédente crée un nombre significatif de fausses traces (ou traces fantômes) qu'il est nécessaire de filtrer[39]. Dans les événements simulés (cf. Chapitre 4), il est possible d'identifier les traces fantômes en appliquant une procédure d'association entre les traces reconstruites et la vérité Monte-Carlo. La distribution des trace fantômes décroît exponentiellement avec le nombre de couches traversées par la trace $dN_{fantome}/dn_{couches} \sim \exp -\beta n_{couches}$ avec $\beta = 0.9 - 1.3$ en fonction de la gamme de p_T des traces. Cette distribution des traces fantômes dépend aussi du p_T et du η des traces. Des coupures sur la qualité des traces ont été définies pour réduire le taux de fausses traces :

- χ^2/ν de la trace (χ^2 par degré de liberté)
- d_0
- Δz de la trace jusqu'au vertex HLT le plus proche
- d_0/σ_{d_0} la signification transversale avec la zone d'interaction
- z_0/σ_{z_0} la signification longitudinale avec le vertex HLT le plus proche

où les vertex HLT correspondent à la collection de *pixelVertices* nécessitant au moins trois traces pixels pour les construire. Ces coupures ont été optimisées en fonction de p_T et η afin de maximiser la qualité $\mathcal{Q}$ donnée par la fonction $\mathcal{Q}(\alpha) = \frac{s}{\sqrt{s+\alpha b}}$ où s est le nombre de traces associées à la vérité Monte-Carlo, b le nombre de traces fantômes et α un facteur amplifiant l'importance des fausses traces pour obtenir un taux de fausses traces très faible⁷. De plus ces coupures doivent s'adapter à la résolution attendue sur le vertex associé aux traces, la résolution sur les paramètres d_0 et z_0 des traces a été paramétrée de la forme :

$$\sigma_{d_0}(p_T) = \sigma_{z_0}(p_T) \sin \theta = L_1 + \frac{L_2}{p_T(\text{GeV}/c)} \quad (2.2)$$

⁶Les incertitudes sont encore agrandies pour éviter les biais.

⁷Moins de 1% pour des événements QCD avec $p_T = 170 - 230 \text{ GeV}/c$ pour $\alpha \approx 10$.

avec L_1 et L_2 des paramètres configurables dont les valeurs nominales sont $30\,\mu\text{m}$ et $100\,\mu\text{m}$ [39]. Les dépendances en n_{couches} , p_T et η des coupures ont été approximées de la manière suivante :

- $\chi^2/\nu < \alpha_0 n_{\text{couches}}$
- $d_0 < (\alpha_1 n_{\text{couches}})^{x_1} \sigma_{d_0}(p_T)$
- $\Delta z < (\alpha_2 n_{\text{couches}})^{x_2} \sigma_{z_0}(p_T, \eta)$
- $d_0/\sigma_{d_0} < (\alpha_3 n_{\text{couches}})^{x_3}$
- $z_0/\sigma_{z_0} < (\alpha_4 n_{\text{couches}})^{x_4}$

où α_i et x_i sont des paramètres configurables, pour une reconstruction des traces de hautes puretés ces paramètres ont été fixés à $(\alpha_0 = 0.9, \alpha_1 = 0.3, \alpha_2 = 0.35, \alpha_3 = 0.4, \alpha_4 = 0.4)$ et $(x_1 = x_2 = x_3 = x_4 = 4)$. Il est possible de donner des valeurs plus élevées aux paramètres α_i tout en gardant la même pureté pour des traces à haut p_T .

À ce stade-là on dispose enfin d'une collection utilisable de traces pour l'analyse, celles-ci utilisent l'intégralité du trajectographe et disposent de tout leurs paramètres avec les erreurs associées.

Les figures 2.3 représentent les performances qui sont actuellement attendues concernant la précision sur la reconstruction et la mesure des traces. On peut voir que celles-ci sont relativement indépendantes de la complexité sous-jacente de l'événement correspondant à la trace.

2.1.3 La reconstruction des vertex

Une autre tâche essentielle du trajectographe est la reconstruction des vertex, en particulier celle des vertex primaires qui permettent de situer les lieux des interactions intéressantes pour la physique. La reconstruction des vertex s'effectue en deux étapes :

- la recherche des vertex, qui consiste à regrouper des traces en fonction de leurs paramètres d'impact d_0 et z_0
- l'ajustement des vertex, qui permet de déterminer précisément les paramètres du vertex et leurs incertitudes

Les vertex primaires peuvent être reconstruit de deux manières différentes et sont hautement liés à la reconstruction des traces.

Les vertex primaires issus des traces pixels[40]

Ceux-ci sont produits lors de la phase de déclenchement de haut niveau (HLT) et au début de la reconstruction générale. Ils sont construits à partir de traces pixels, celles-ci consistent en des triplets de coups dans le pixel dont les paramètres de la trace sont déduits à partir d'une approximation d'hélice.

Les candidats vertex primaires sont ensuite déterminés en regroupant les traces pixels sur l'axe z seul. L'ajustement est fait en calculant la position moyenne de chaque candidat vertex et en excluant les traces non compatibles avec cette position moyenne. Les traces exclues donnent naissance à d'autres candidats vertex primaires. Cet ajustement est appliqué de manière itérative jusqu'à ce que toutes les traces soient associées à un vertex primaire. Les vertex primaires sont ensuite filtrés en requérant qu'ils aient au moins deux traces associées avec un $p_T > 1\,\text{GeV}/c$. Finalement les vertex primaires sont

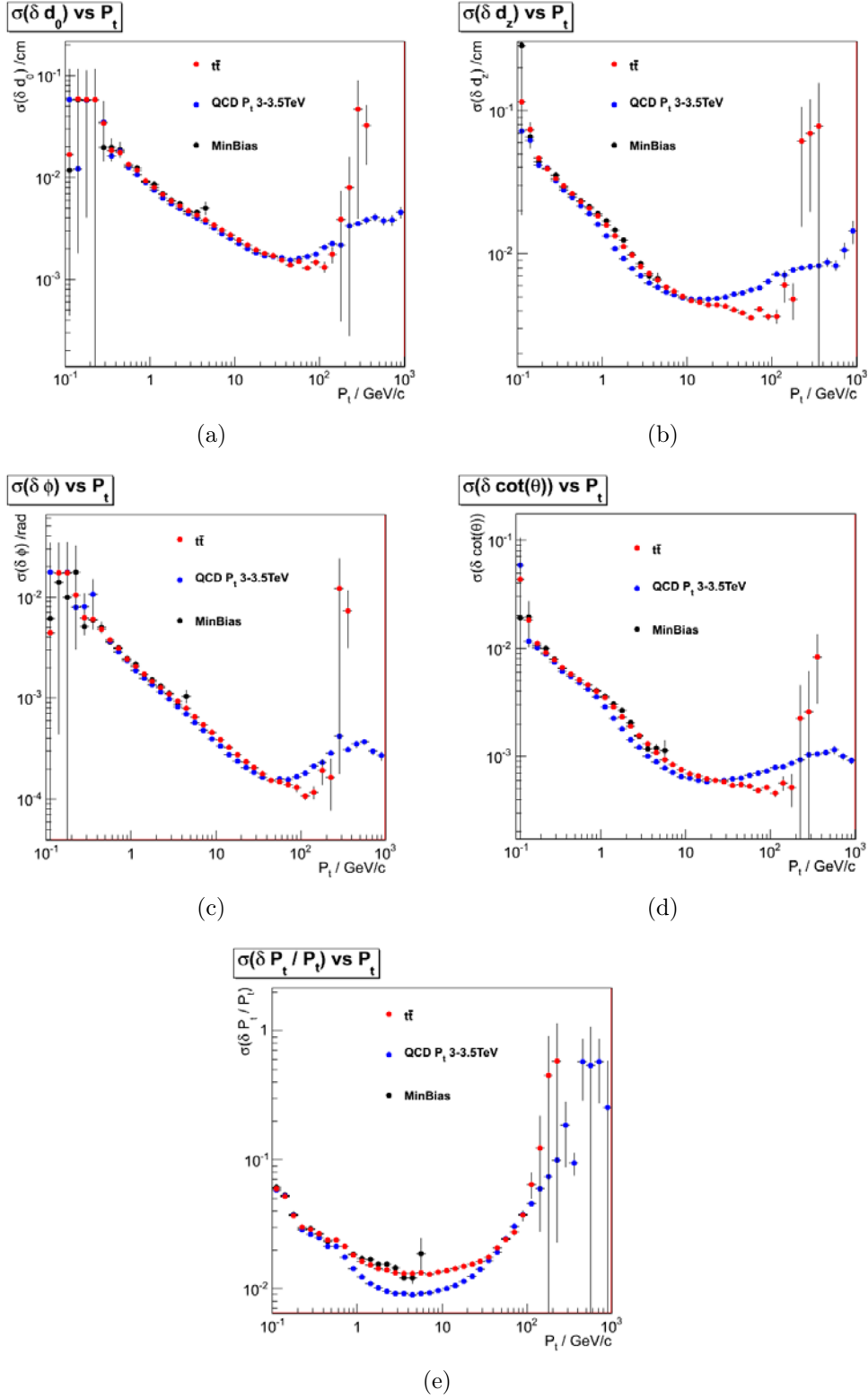


FIG. 2.3 – Résolutions attendues sur les paramètres des traces après reconstruction lors d'événements simulés $t\bar{t}$, QCD et de diffusion inélastique (MinBias) en fonction du p_T des traces obtenues sur des simulations pour CMSSW_3_7_0_pre1

classés en fonction de la somme des p_T^2 des traces associées.

Cette collection de vertex primaires sera nommée *pixelVertices* par la suite, elle est

utilisée au cours du chemin de déclenchement HLT et de la génération des germes de traces.

Les vertex primaires issus des traces[41]

Les traces, une fois reconstruites, permettent d'obtenir une estimation précise de la position et de l'erreur sur la position des vertex. Les vertex primaires sont reconstruits en suivant les étapes suivantes :

- la présélection des traces à partir de leur distance de plus courte approche relativement au faisceau : la signification du paramètre d'impact transverse doit être inférieure à 3, et à partir de leur moment transverse : $p_T > 1.5 \text{ GeV}/c$;
- la formation d'agrégat de traces en utilisant la coordonnée z du point de plus courte approche du faisceau, sachant que les traces plus proches que 1 mm sont regroupées ensemble ;
- l'ajustement des candidats vertex primaires en rejetant les traces incompatibles avec celui-ci, par défaut la coupure en compatibilité sur la probabilité de χ^2 est à 5% ;
- l'exclusion des faibles ajustements (probabilité $\chi^2 < 1\%$) et des vertex incompatibles avec la ligne de faisceau (probabilité $< 1\%$) .

Toutes les compatibilités sont calculées à partir de résolutions gaussiennes et la compatibilité avec le faisceau est calculée avec une distribution gaussienne de la zone d'interaction d'une largeur de $45 \mu\text{m}$ en x et y . Ces vertex primaires sont ensuite classés de la même manière que les *pixelVertices*.

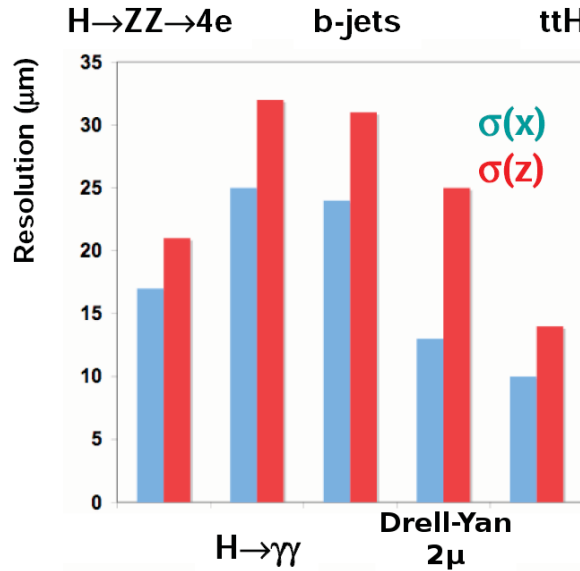


FIG. 2.4 – Résolution sur la position du vertex pour différents canaux de physique

La figure 2.4 montre que la précision sur la mesure de la position des vertex primaires est de l'ordre de $10 - 25 \mu\text{m}$ dans le plan transverse et de l'ordre de $15 - 30 \mu\text{m}$ sur l'axe z . On peut noter que de manière générale la précision augmente avec le nombre de traces reconstruites, une séparation spatiale accrue entre les traces et la présence de muons dans l'événement.

2.2 Reconstruction initiale des germes

2.2.1 Définition

Les germes de traces sont les éléments au sein de la reconstruction des traces qui vont permettre de l'initier, ils ont donc une influence primordiale sur sa qualité : l'efficacité de la reconstruction doit être maximale avec un taux de fausses traces minimal tout en maintenant un temps de calcul modéré.

Un germe doit définir les paramètres initiaux de la trace ainsi que les erreurs associées. Il peut être d'origine externe au trajectographe en utilisant les informations des autres sous-détecteurs, mais de manière générale la précision obtenue sur les paramètres initiaux est relativement faible. Une origine des germes interne au trajectographe est préférée et dans ce cas le germe est composé de coups, qui sont supposés appartenir à la trace d'une particule chargée. Comme il faut 5 paramètres pour initier une trajectoire, il est nécessaire d'avoir au moins 3 coups ou 2 coups avec une contrainte de faisceau. Dans le cas où une contrainte de faisceau est utilisée, celle-ci sera retirée lors de l'ajustement final de la trace.

2.2.2 Contraintes de reconstruction

L'utilisation standard par CMS

Les couches externes du trajectographe subissent une occupation due aux collisions inélastiques nettement plus faible que pour les couches internes (FIG. 2.5), il serait plus favorable d'opérer une reconstruction à partir des couches les plus externes du détecteur.

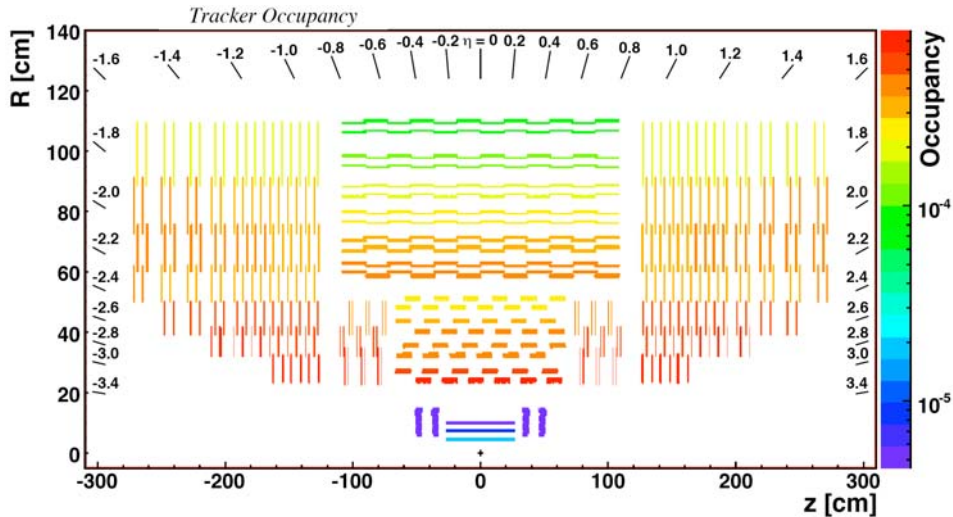


FIG. 2.5 – Occupation du trajectographe due aux collisions inélastiques représentant la probabilité de passage d'une trace de l'événement par capteur.

Cependant les détecteurs à pixels possèdent une occupation un ordre de grandeur plus faible et ils fournissent une information en deux dimensions. De plus un certain

nombre de particules n'atteindront pas les couches les plus externes à cause des interactions avec la matière (FIG. 2.6) ou de l'émission de rayonnement de freinage. Il faut noter le pic de quantité de matière pour $|\eta| \approx 1.5$ qui aura une influence nette lors de la reconstruction des traces.

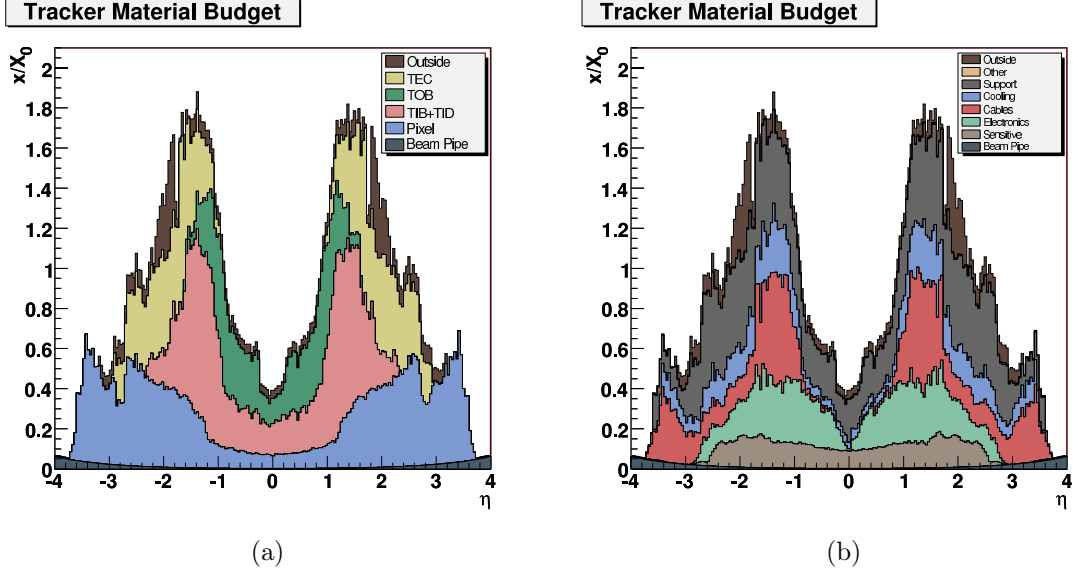


FIG. 2.6 – Quantité de matière rencontrée en unité de longueur d'interaction en fonction η détaillée en sous-détecteurs (a) et en fonctionnalités (b)[42].

La détermination des germes de trace se fait donc à partir des couches les plus internes.

Le volume de recherche

Même si les informations externes ne sont pas suffisamment efficaces pour une reconstruction totale des germes, il est toujours possible de les utiliser pour contraindre la zone de recherche des germes. Il existe en effet un concept majeur au sein de la reconstruction qui est la notion de région nommée “TrackingRegion”, elle permet de définir une zone d'intérêt avec des contraintes cinématiques qui sont la direction de la zone d'intérêt, le p_T autorisé des traces, la position et la taille du point d'impact de la trace.

Deux implémentations ont été mises en place : “GlobalTrackingRegion” qui prend en compte tout le trajectographe lors de la reconstruction standard et “RectangularEtaPhiTrackingRegion” qui permet de limiter en η et en ϕ la zone de recherche lors de la reconstruction HLT. De manière standard c'est la “GlobalTrackingRegion” qui est utilisée, elle utilise comme point d'impact la zone d'interaction qui est centrée en $(0, 0)$ dans le plan (r, z) et qui a pour dimensions $(\sigma_r = 0.2 \text{ cm}, \sigma_z = 15.9 \text{ cm})$. La zone d'interaction correspond au volume de collision des paquets provenant des faisceaux et est nettement plus grande que ces derniers, en effet les paquets possèdent un étalement longitudinal $\sigma_z = 5.83 \text{ cm}$ et transversal $\sigma_r = 45 \mu\text{m}$ (cf. chapitre 1).

truction des doublets s'effectue dans l'ordre suivant :

- Recherche du premier coup : celui-ci doit appartenir à la couche la plus externe de la paire de couches.
- Recherche du second coup : pour chaque premier coup sélectionné, il est recherché sur les couches plus internes autorisées des coups qui soient compatibles avec le premier coups et la zone d'interaction. La recherche de la compatibilité s'effectue dans le plan $r - z$ en définissant un alignement autorisé qui prend en compte la taille de la zone d'interaction et l'erreur sur la position du premier coups.
- Conversion de la paire de coups en germe : cette étape implique le calcul des paramètres et erreurs de la trajectoire à partir de la position des deux coups et de la contrainte de faisceau. La trajectoire est paramétrée par une hélice et permet la détermination du domaine en ϕ autorisé pour le second coup

La zone d'interaction définissant la contrainte de faisceau est définie par la "Global-TrackingRegion" en tant que volume dans le plan $r - z$.

Les triplets

Les triplets sont constitués de trois coups appartenant à une liste pré-définie de triplets de couches du détecteur. Ils sont obtenus de la manière suivante :

- Les deux coups les plus internes sont obtenus à la manière d'un germe doublet en utilisant la contrainte de faisceau.
- La position des deux premiers coups permettent ensuite d'obtenir une direction de propagation pour chercher le troisième coups.
- Il est vérifié s'il existe des coups compatibles dans la liste des couches autorisées.
- S'il existe un coup compatible, celui-ci est ajouté aux deux précédents.
- La contrainte de faisceau est retirée et les trois coups sont utilisés pour obtenir les paramètres de la trajectoire.

Le nettoyage des germes

Lors de la génération des traces candidates, les premiers coups et le germe de la trace candidate sont ajoutés à une mémoire cache au fur et à mesure. Avant chaque initiation de reconstruction avec un germe, un algorithme de nettoyage vérifie que les coups du germes n'ont pas déjà été intégralement utilisés au sein d'une trace candidate précédemment reconstruite.

2.2.4 Les germes utilisés

Jusqu'à la version CMSSW_1_7_X des algorithmes de reconstruction, les principales collections de germes utilisées étaient :

Les triplets pixels

Ils permettent de définir une collection de traces extrêmement pure en demandant trois coups alignés dans le détecteur à pixels. Le faible volume du détecteur à pixels

permet d'obtenir la collection de germes rapidement. Cependant du à la présence de seulement 3 couches et à l'acceptance géométrique de ces couches, toutes les traces ne peuvent être initiées par ces germes. Cette collection de germe est utilisée comme point de départ pour la reconstruction HLT.

Les paires mixtes

Elles permettent de reconstruire plus de 99% des traces avec une simple contrainte sur la position de la zone d'interaction. Elles sont définies à partir de combinaisons de coups provenant du détecteur à pixels et du TEC afin de compenser la perte d'efficacité du détecteur à pixels à grand $|\eta|$.

La combinatoire créée par la demande de deux coups alignés avec une large région correspondant la zone d'interaction implique la création d'un grand nombre de germes issus d'une combinaison fortuite entre coups n'appartenant pas à la même trace réelle.

Cela induit un fort taux de fausses traces créées et un temps de calcul nettement plus important que pour la collection précédente. Cependant au vu de l'efficacité de reconstruction, il s'agit de la collection de germe utilisée pour la reconstruction standard des traces.

2.3 Nouvelle reconstruction des germes

Les deux collections de germes décrites ci-dessus présente chacune un avantage en terme de pureté ou d'efficacité qui est contrebalancé par une performance plus médiocre concernant l'autre critère. Du point de vue de la reconstruction, il serait extrêmement avantageux d'avoir une collection de germe présentant ces qualités de pureté et d'efficacité qui serait utilisable lors de la reconstruction standard.

À partir de Novembre 2007, j'ai mis au point une nouvelle collection de germe utilisant une contrainte de faisceau plus forte à partir des vertex primaires. Cette tâche d'intérêt général pour la collaboration CMS a été effectuée au sein des pré-versions CMSSW_1_8_0_preX et CMSSW_2_0_0_preX.

L'intégralité de la validation a été effectuée sur des échantillons de données simulées correspondant à des événements $t\bar{t}$. Ces événements ont été choisis car ils permettent de simuler des environnements relativement complexes avec de hautes multiplicités de jets et de muons reconstruits.

2.3.1 Problématique

La mise en place de ces nouveaux germes a été décidée afin de réduire le taux de fausses traces issus de la reconstruction. En effet les paires de coups alignés de manière fortuite avec la zone d'interaction sont gardées au niveau de la collection de germes. Celles-ci vont donc initier la reconstruction de traces candidates et de traces n'ayant pas de base réelle et prendre inutilement du temps de calcul.

La nouvelle collection de germes devra donc réduire le taux de faux vis-à-vis de la collection de paires mixtes tout en gardant une efficacité de reconstruction équivalente. De plus le temps de calcul devra rester modéré.

Définition des nouveaux germes

En plus des collection de germes décrites dans la section 2.2.4, il est possible de produire des collections de triplets mixtes et de paires pixels qui sont déjà implémentées au sein de CMSSW.

L'intérêt des triplets mixtes est de pouvoir reconstruire une partie des traces qui ne l'étaient pas par les triplets pixels (principalement dans le tonneau) mais cela implique un temps de calcul plus élevé. Les paires pixels permettent de réduire le taux de faux par rapport aux paires mixtes mais leur efficacité diminue avec l'acceptance géométrique du détecteur à pixels.

La nouvelle collection de germes sera mise au point à partir des paires pixels mais aussi des triplets mixtes afin de réduire le taux de faux. En effet l'algorithme de nettoyage des germes permet de court-circuiter l'utilisation d'un germe si les coups, qui le composent, ont déjà été utilisés au sein de traces candidates reconstruites à partir de germes situés plus tôt dans la liste de germes. Il y a donc un net avantage à placer en premier les triplets dans la liste de germes car ceux-ci permettent la reconstruction d'une collection de traces plus pure.

La possibilité de partir d'autres types de germes sera également étudiée tout comme il faudra comprendre le contenu et les chevauchements entre les collections de germe. Les listes de combinaisons de couches autorisées pour la réalisation des germes ne seront donc pas considérées comme définitives.

Jusqu'à ce qu'il soit notifiée une modification, la reconstruction standard utilise les paires mixtes en tant que germes des traces et sera notée "Standard" sur les graphiques.

Les vertex primaires

Une collection de vertex primaires est disponible avant la reconstruction des traces, il s'agit de ceux produits avec les *pixelTracks* qui sont produites de manière indépendante à partir de triplets de coups dans le détecteur à pixels lors du HLT qui précède la reconstruction standard.

Par la suite, lorsqu'il y aura une référence aux vertex primaires au sein de cette analyse, il s'agira des *pixelVertices* issus de cette reconstruction HLT.

2.3.2 Mise au point de nouvelles méthodes

La contrainte de vertex

La première étape a été de mettre au point une méthode permettant de contraindre la formation des germes par un vertex.

Le point de départ était de prendre la “GlobalTrackingRegion” comme élément de base puisqu’il s’agit de la contrainte géométrique initiale. Celle-ci a été adaptée pour qu’elle aille chercher la collection de vertex primaires déjà reconstruits. Pour chaque vertex primaire, cette méthode associe une “GlobalTrackingRegion” centrée sur la position en z du vertex et en $r = 0$.

La taille σ_r de la région est définissable de manière fixe dans le fichier de configuration, la valeur par défaut 0.2 cm étant aussi celle de la zone d’interaction. Quand à la taille σ_z , cette méthode permet de soit lui donner une taille fixe soit une taille variable de la forme $N_\sigma \times \sigma_{zvertex}$ avec N_σ et la taille fixe définissables dans le fichier de configuration. En l’absence de vertex primaires, il a été définie une procédure de secours utilisant une région comparable à la “GlobalTrackingRegion”.

Cette méthode permet donc d’obtenir une nouvelle “région” de contrainte nommée “GlobalTrackingRegionWithVertices” qui est en fait un vecteur de “GlobalTrackingRegion” centrées sur les vertex avec des dimensions nettement plus faible. La reconstruction des germes bouclera sur le vecteur de régions.

La collection de germes

Comme cela a été dit plus haut, l’utilisation d’une collection de triplets avant une collection de paires permet de supprimer les germes redondantes de la reconstruction or des paires partageant des coups avec un triplet peuvent très bien initier la reconstruction de traces candidates différentes. L’intérêt est double :

- réduction du taux de faux
- réduction du temps de calcul

Cependant la reconstruction standard de CMS ne permet d’utiliser qu’une seule collection de germes à la fois pour la reconstruction des traces. On a alors mis au point un module intégré à CMSSW qui permet de combiner deux collections de germes.

Par la suite lorsqu’une collection de germes à composantes multiples sera nommée, l’ordre de lecture sera celui d’utilisation par la reconstruction des traces.

La composition en couches autorisées des triplets mixtes⁹ est :

BPix1+BPix2+BPix3,
 BPix1+BPix2+FPix1_pos, BPix1+BPix2+FPix1_neg,
 BPix1+FPix1_pos+FPix2_pos, BPix1+FPix1_neg+FPix2_neg,
 BPix1+BPix2+TIB1, BPix1+BPix3+TIB1, BPix2+BPix3+TIB1

et celle des paires pixels est :

BPix1+BPix2, BPix1+BPix3, BPix2+BPix3,
 BPix1+FPix1_pos, BPix1+FPix1_neg, BPix1+FPix2_pos, BPix1+FPix2_neg,
 BPix2+FPix1_pos, BPix2+FPix1_neg, BPix2+FPix2_pos, BPix2+FPix2_neg,
 FPix1_pos+FPix2_pos, FPix1_neg+FPix2_neg,

, il s’agit des deux collections de germes qui ont été utilisées dans une première approche.

⁹Cf. chapitre 1.4.2 pour la structure du trajectographe et page 52 pour les conventions de d’identifications des couches du trajectographe.

2.3.3 Test et réglages

La mise au point de la nouvelle collection de germes a été effectuée en comparant la reconstruction standard des traces et celle faisant suite à ces algorithmes. Cette phase de test a été faite sur des échantillons simulés par une méthode Monte-Carlo spécialement dédiés à l'analyse des nouvelles versions du code CMSSW.

Test de faisabilité

Il a d'abord fallu démontrer la faisabilité et l'intérêt de la méthode à un stade préliminaire. On s'est servi pour cela d'un échantillon de 10.000 événements $t\bar{t}$ sous CMSSW_1_7_0. La dimension σ_z de la contrainte autour du vertex sera considérée comme la coupure principale de cette méthode.

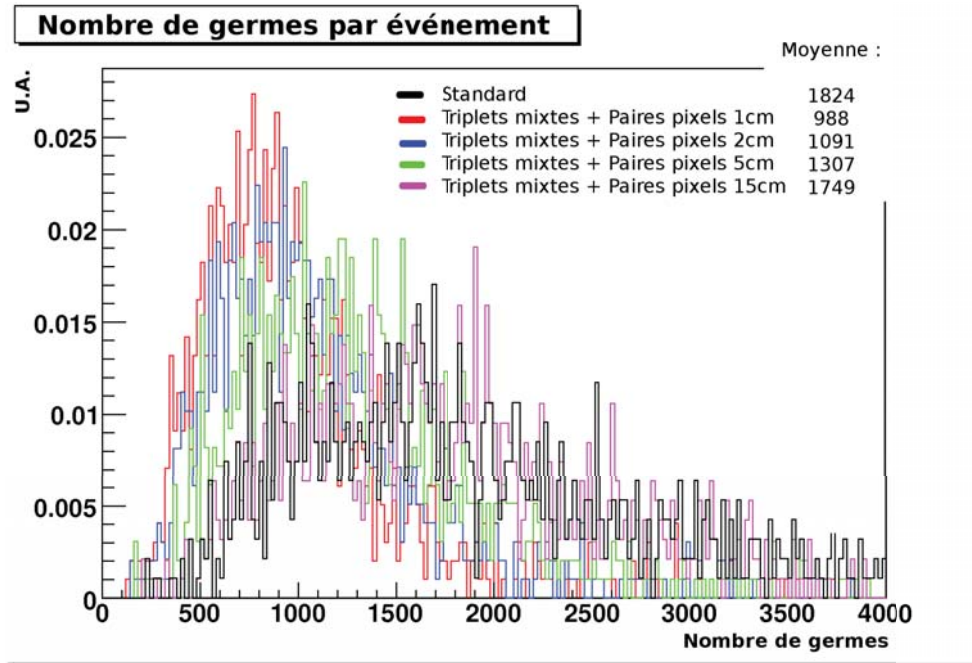


FIG. 2.8 – Distribution normalisée à l'unité du nombre de germes par événement pour la méthode standard et la nouvelle méthode avec des coupures fixes à 1 cm, 2 cm, 5 cm et 15 cm sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

D'un point de vue préliminaire, l'influence sur le temps de calcul de la reconstruction par le choix des germes peut être estimé à partir du nombre de germes produits par événement. Sur la figure 2.8 sont représentées les distributions du nombre de germes par événement et la valeur moyenne pour chacune des méthodes utilisées. Celles-ci montrent que toutes les méthodes avec contrainte de vertex ont une valeur moyenne inférieure à celle de la méthode standard. On peut donc supposer qu'il y a un gain en temps de calcul associé.

L'objectif premier de la nouvelle méthode est de réduire le taux de fausses traces. On peut observer (FIG. 2.9) que cela est atteint pour quasiment toutes les valeurs de coupures autour du vertex. La coupure à 15 cm a pour but de retrouver les dimensions

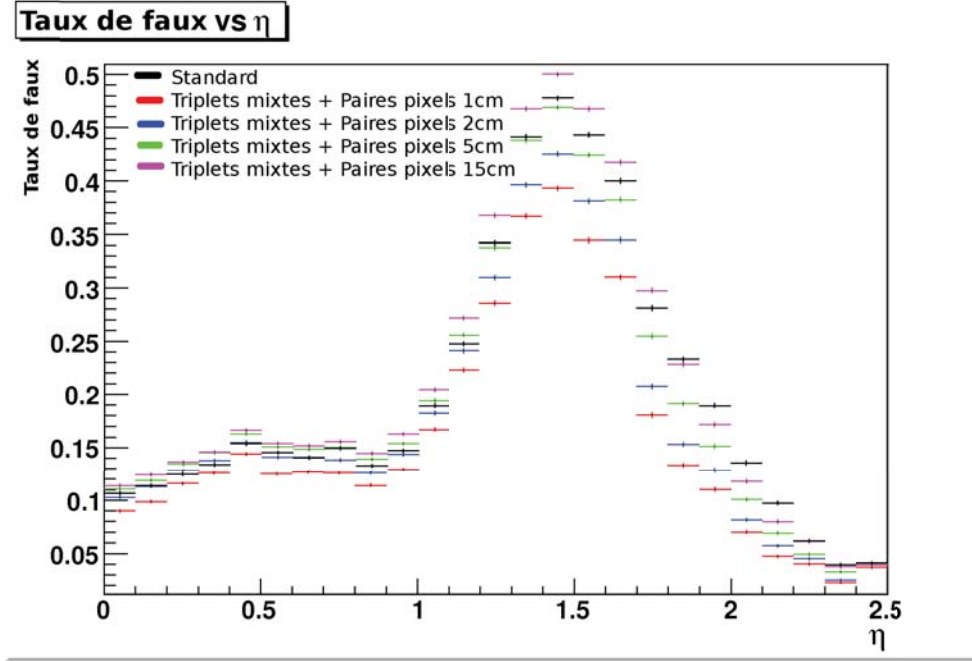


FIG. 2.9 – Taux de faux de la reconstruction des traces en fonction de η pour la méthode standard et la nouvelle méthode avec des coupures fixes à 1 cm, 2 cm, 5 cm et 15 cm sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

de la “GlobalTrackingRegion” standard, le taux de faux est légèrement supérieure à la reconstruction standard à cause l’utilisation combinée des triplets mixtes et de cette très grande dimension de contrainte sur les paires pixels. Le pic en taux de faux à $|\eta| \approx 1.5$ présent sur toutes les distributions correspond à la production de multiples faux coups dans ce domaine à cause du budget matériel qui est plus élevé (FIG. 2.6).

La figure 2.10 permet de se rendre compte que cette méthode combinant les triplets mixtes et les paires pixels contraintes par les vertex permet d’obtenir une efficacité de reconstruction légèrement supérieure à la méthode standard dans le domaine $|\eta| < 1.5$ qui s’explique par l’utilisation de triplets sur les quatre premières couches du trajectographe, cependant l’efficacité chute drastiquement au-delà de $|\eta| > 2.0$. L’“inefficacité” locale de la reconstruction des traces à $|\eta| \approx 1.5$ possède la même origine matérielle que l’augmentation du taux de faux dans ce même domaine angulaire.

La perte d’efficacité à grande valeur de pseudo-rapidity η peut s’expliquer par un déficit de la production de germes dans ce domaine angulaire. En effet la figure 2.11 montre que comparativement à la reconstruction standard, l’utilisation de triplets mixtes et de paires pixels crée nettement moins de germes pour $|\eta| > 1.7$. Ces germes “manquants” ne peuvent alors pas induire la reconstruction des traces dans ce domaine à grand angle.

Cela est confirmé par la composition des paires mixtes de la reconstruction standard qui utilisent les combinaisons de couches suivantes :

BPix1+BPix2, BPix1+BPix3, BPix2+BPix3,
 BPix1+FPix1_pos, BPix1+FPix1_neg, BPix1+FPix2_pos, BPix1+FPix2_neg,
 BPix2+FPix1_pos, BPix2+FPix1_neg, BPix2+FPix2_pos, BPix2+FPix2_neg,
 FPix1_pos+FPix2_pos, FPix1_neg+FPix2_neg,

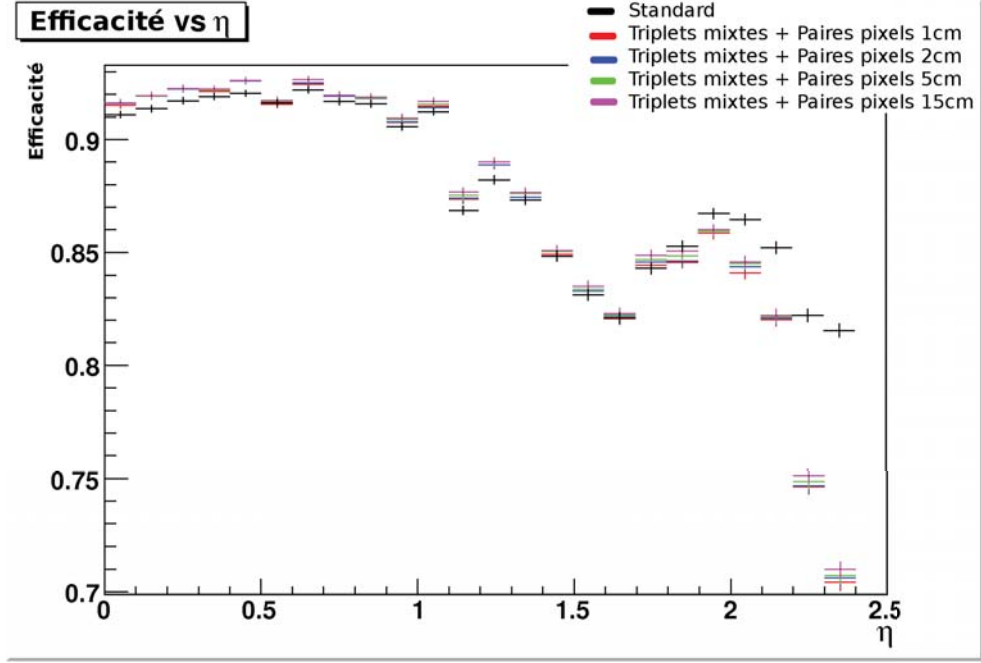


FIG. 2.10 – Efficacité de la reconstruction des traces en fonction de η pour la méthode standard et la nouvelle méthode avec des coupures fixes à 1 cm, 2 cm, 5 cm et 15 cm sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

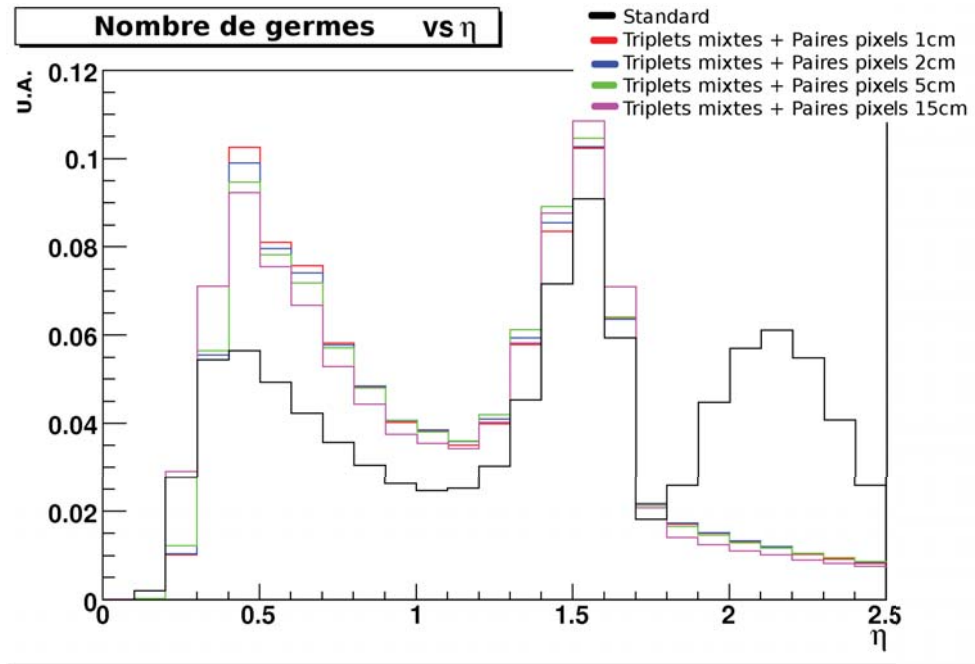


FIG. 2.11 – Distribution normalisée à l'unité du nombre de germes par événement en fonction de η pour la méthode standard et la nouvelle méthode avec des coupures fixes à 1 cm, 2 cm, 5 cm et 15 cm sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

$FPix2_pos+TEC1_pos, FPix2_pos+TEC2_pos, TEC2_pos+TEC3_pos,$
 $FPix2_neg+TEC1_neg, FPix2_neg+TEC2_neg, TEC2_neg+TEC3_neg$

L'utilisation de combinaison utilisant des couches du TEC au sein des paires mixtes est donc l'élément permettant la reconstruction des traces à grand η .

À partir de ces premiers résultats, il a été démontré l'intérêt de cette méthode, qui permet d'appliquer une contrainte de vertex sur la création des germes et d'utiliser plusieurs collections de germes, tout en soulevant le problème du choix des germes de base utilisés ainsi que celui des combinaisons de couches composant les germes.

Étude des paires mixtes

Les figures 2.12 et 2.13 ont été produites à partir d'événements $t\bar{t}$ afin de comparer les performance au sein de cette méthode des paires pixels et des paires mixtes. Cette étude a été faite sous CMSSW_1_8_0_pre8.

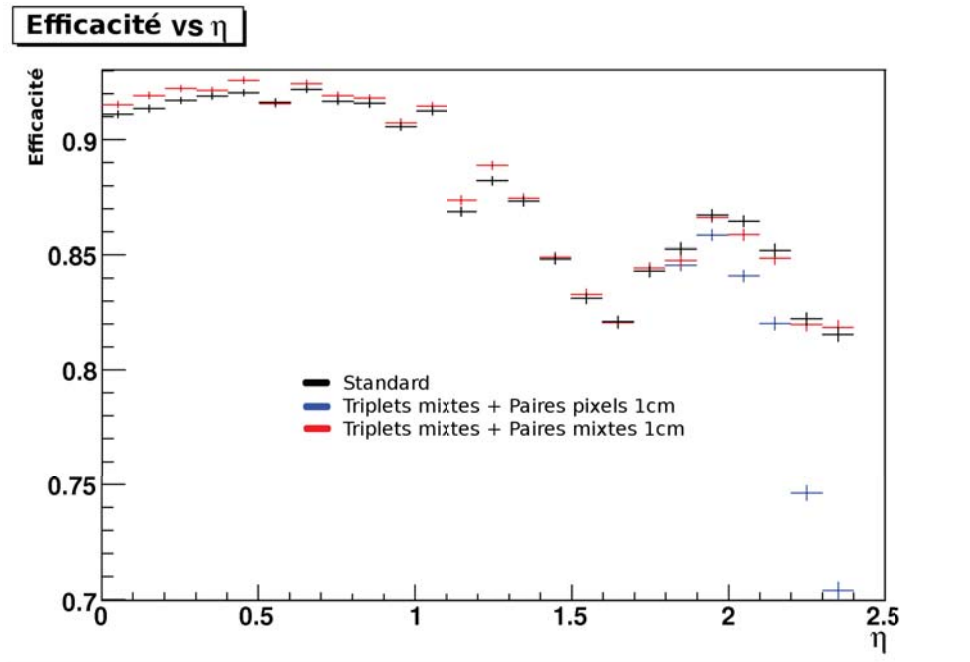


FIG. 2.12 – Efficacité de la reconstruction des traces en fonction de η pour la méthode standard et la nouvelle méthode avec des paires pixels ou des paires mixtes pour une coupure fixe à 1 cm sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

Il apparait que l'introduction des paires mixtes à la place des paires pixels permet d'obtenir une efficacité de reconstruction des traces à grand η équivalente à celle de la méthode standard (FIG. 2.12) tout en maintenant un taux de faux stable (FIG. 2.13) par rapport à l'utilisation de paires pixels et nettement inférieur à celui des paires mixtes utilisées seules avec la contrainte de faisceau dans la reconstruction standard.

À partir de ce point, l'analyse utilise les triplets mixtes associés à des paires mixtes construites avec une contrainte de vertex, qui seront produits avec la même version de CMSSW.

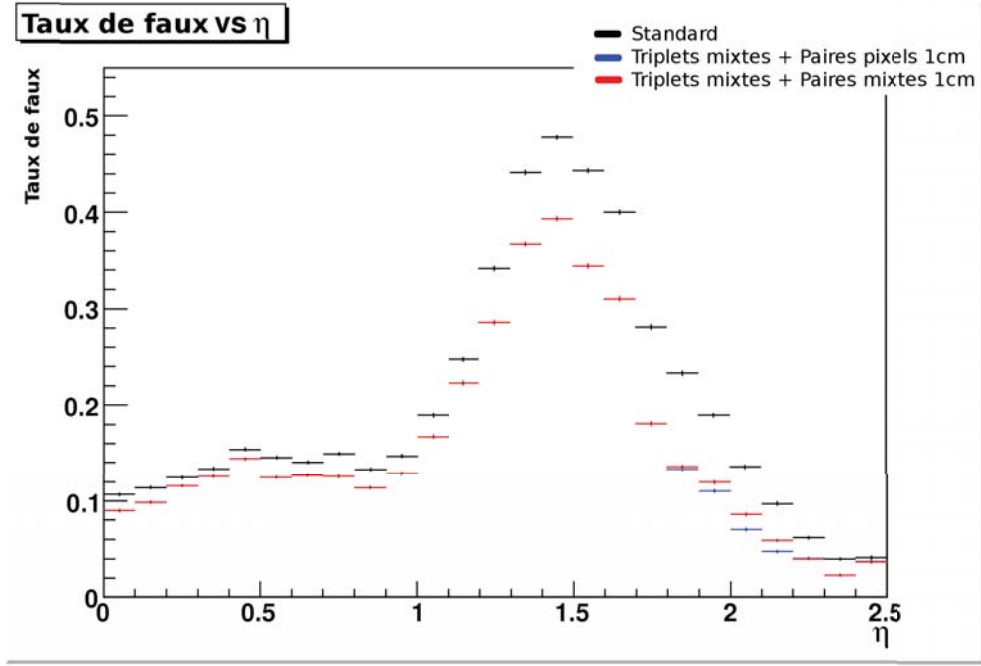


FIG. 2.13 – Taux de faux de la reconstruction des traces en fonction de η pour la méthode standard et la nouvelle méthode avec des paires pixels ou des paires mixtes pour une coupure fixe à 1 cm sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

Choix du type de germe

La première étape a consisté à définir si la combinaison comprenant les triplets mixtes plus les paires mixtes avec une contrainte de vertex était optimale ou si l'utilisation seule d'une de ses composantes était suffisante.

La figure 2.14 permet de se rendre compte que les deux composantes utilisées seules produisent un taux de faux qui est moindre que leur utilisation combinée. Cependant l'efficacité de reconstruction présentée sur la figure 2.15 montre clairement que l'utilisation des triplets mixtes seuls n'est pas compétitive car son efficacité est visiblement plus faible que les autres et chute dramatiquement à grand η .

Cependant il faut regarder les valeurs intégrées des efficacités de reconstruction et taux de faux (FIG. 2.16-2.17) pour pouvoir conclure que l'utilisation combinée des triplets mixtes et des paires mixtes avec contrainte de vertex représentent un optimum entre le gain en efficacité et la réduction du taux de faux par rapport à la reconstruction standard. L'ajout des triplets mixtes en premier dans la collection de germes permet d'améliorer la qualité de la collection de traces obtenues.

Choix de la coupure

Il faut maintenant déterminer quelle est la meilleure valeur de la coupure en σ_z autour du vertex.

Les figures 2.18-2.19, représentant les distributions en η des efficacité et taux de faux de la reconstruction des traces, présentent des variations trop faible en fonction de la

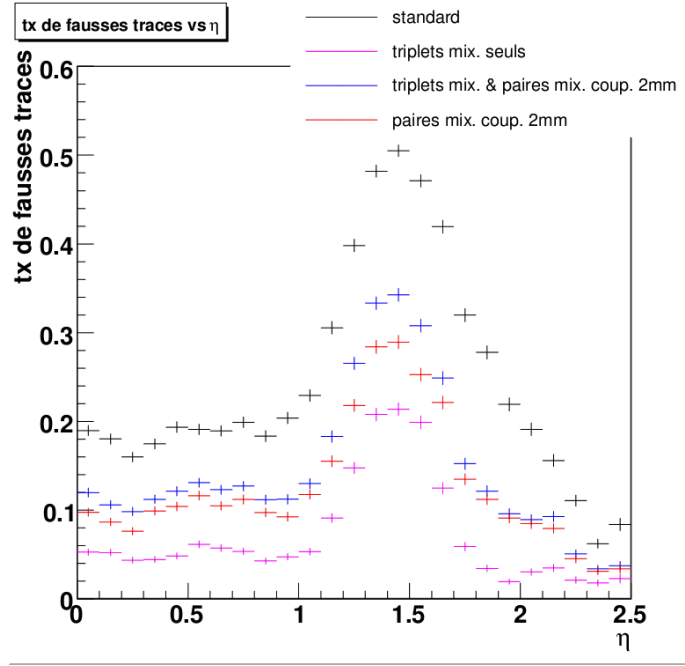


FIG. 2.14 – Taux de faux de la reconstruction des traces en fonction de η pour les germes standards, les nouveaux germes et leurs composantes prises séparément sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

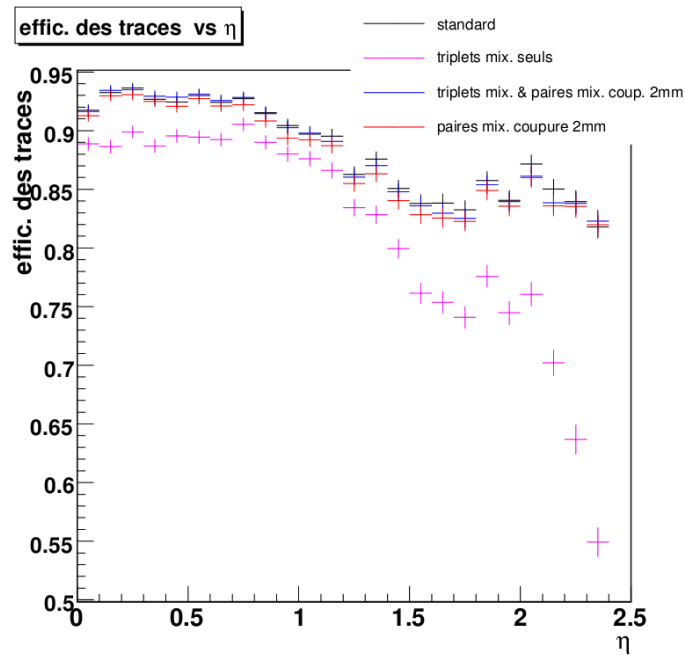


FIG. 2.15 – Efficacité de la reconstruction des traces en fonction de η pour les germes standards, les nouveaux germes et leurs composantes prises séparément sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

coupure pour établir directement une conclusion si ce n'est que la coupure à 10 mm est trop grande.

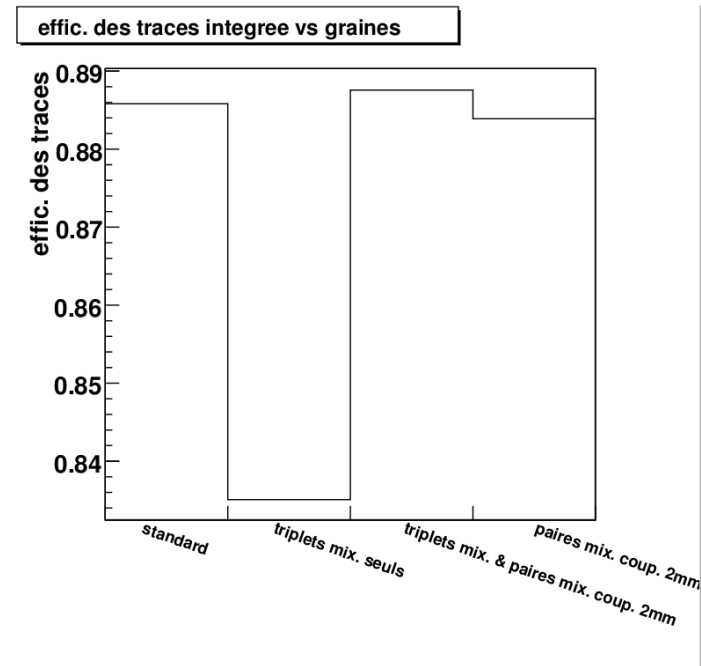


FIG. 2.16 – Efficacité de la reconstruction des traces intégrée pour les germes standards, les nouveaux germes et leurs composantes prises séparément sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

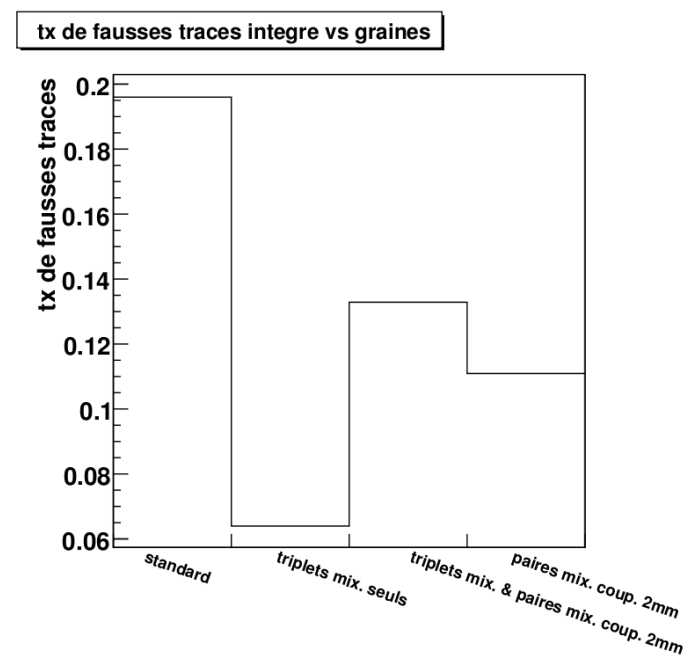


FIG. 2.17 – Taux de faux de la reconstruction des traces intégrée pour les germes standards, les nouveaux germes et leurs composantes prises séparément sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

Cependant lorsque l'on étudie les valeurs intégrées des distributions intégrées d'efficacité et de taux de faux en fonction de la coupure (FIG. 2.20-2.21), on peut choisir une

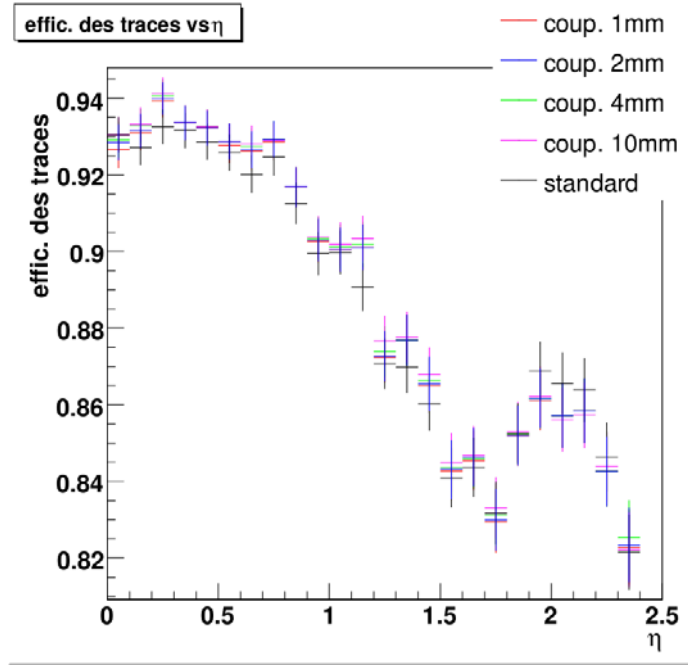


FIG. 2.18 – Efficacité de la reconstruction des traces en fonction de η pour différentes valeurs de coupure de la contrainte σ_z autour du vertex pour les paires mixtes sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

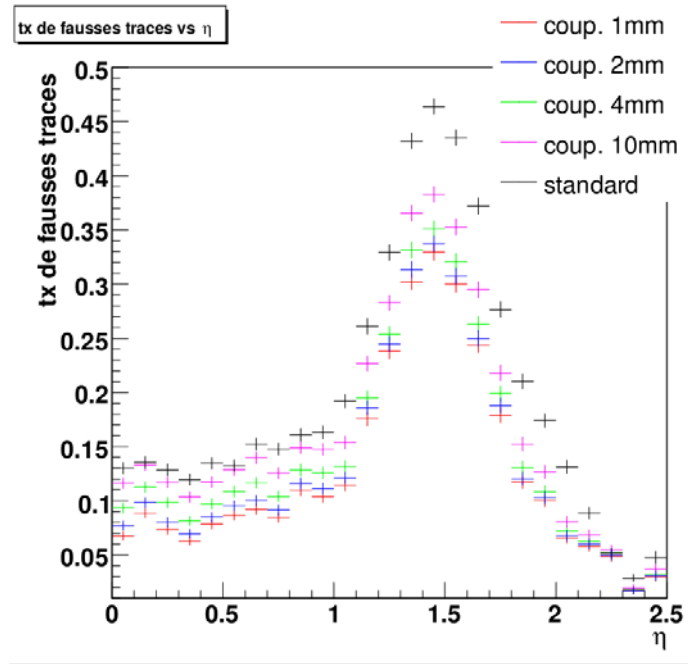


FIG. 2.19 – Taux de faux de la reconstruction des traces en fonction de η pour différentes valeurs de coupure de la contrainte σ_z autour du vertex pour les paires mixtes sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

valeur de coupure $\sigma_z = 2$ mm correspondant d'ailleurs à la valeur de σ_r comme étant un compromis.

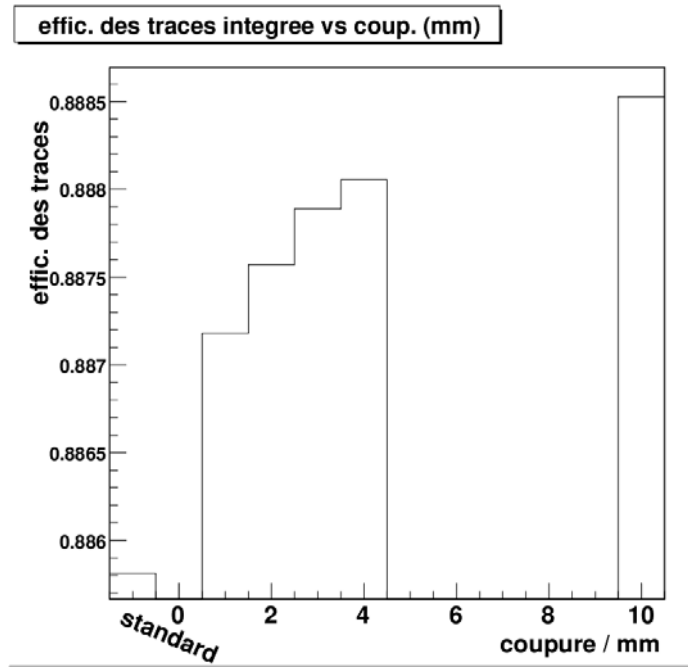


FIG. 2.20 – Efficacité de la reconstruction des traces intégrée pour différentes valeurs de coupure de la contrainte σ_z autour du vertex pour les paires mixtes sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

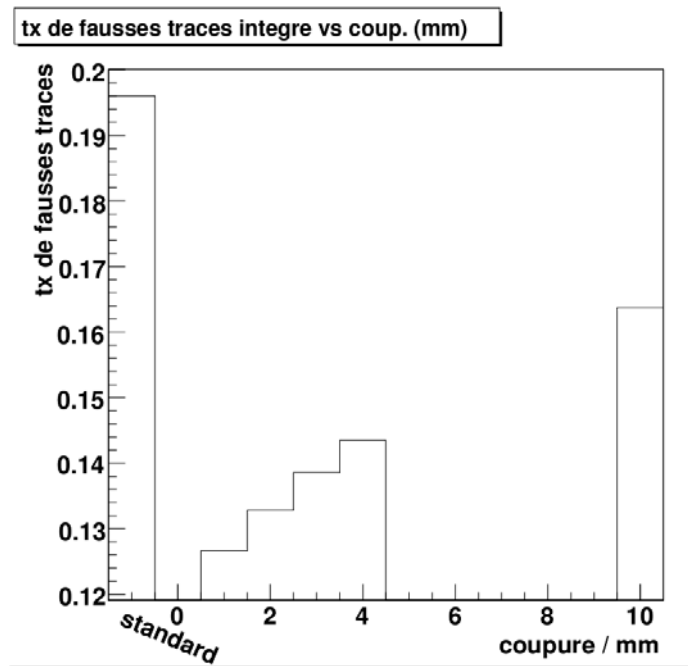


FIG. 2.21 – Taux de faux de la reconstruction des traces intégrée pour différentes valeurs de coupure de la contrainte σ_z autour du vertex pour les paires mixtes sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

De plus la figure 2.22 indique que cette valeur de coupure permet d'équilibrer les gains en efficacité et les pertes en taux de faux et temps de calcul. En effet en passant

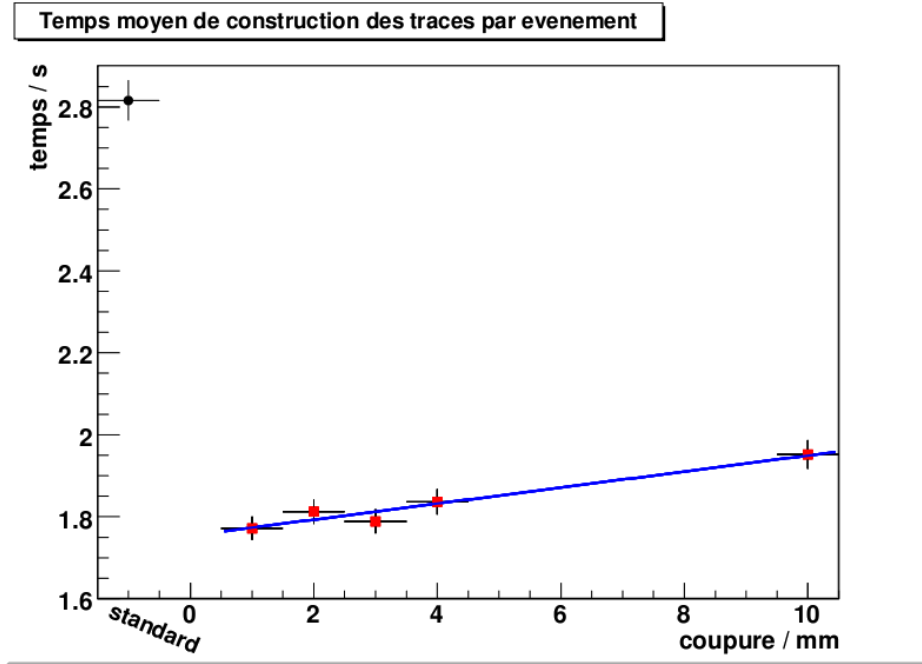


FIG. 2.22 – Temps de calcul moyen de la reconstruction des traces pour différentes valeurs de coupure de la contrainte σ_z autour du vertex pour les paires mixtes sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

de 2 mm à 10 mm l'efficacité n'augmente que de 0.14% alors que le taux de faux augmente de 23% et le temps de calcul de 5%.

Conclusion sur l'ajustement de la nouvelle collection de germes

Après ajustement de la coupure, l'utilisation de ces algorithmes permet la création d'une collection de germes contenant des triplets mixtes puis des paires mixtes avec une contrainte de vertex de 2 mm sur l'axe z , et cette nouvelle collection apporte un gain de 0.2% en efficacité et une réduction de 34% du taux de faux et de 36% en temps de calcul pour la reconstruction des traces.

2.3.4 Intégration officielle dans CMSSW

Intégration dans le code de CMS

Les deux méthodes et algorithmes qui ont été mis au point au cours de cette thèse pour créer cette collection de germes furent intégrés dans la version CMSSW_1_8_0 du code.

Cependant le faible gain apporté par l'utilisation des triplets mixtes relativement à des triplets pixels (FIG. 2.23) imposa d'utiliser une collection de triplets pixels¹⁰ avec des paires mixtes subissant une contrainte de 2 mm en z autour des vertex comme méthode

¹⁰Contrairement aux triplets mixtes dont la composition est donnée page 56, les triplets pixels n'utilisent pas de combinaisons utilisant le TIB.

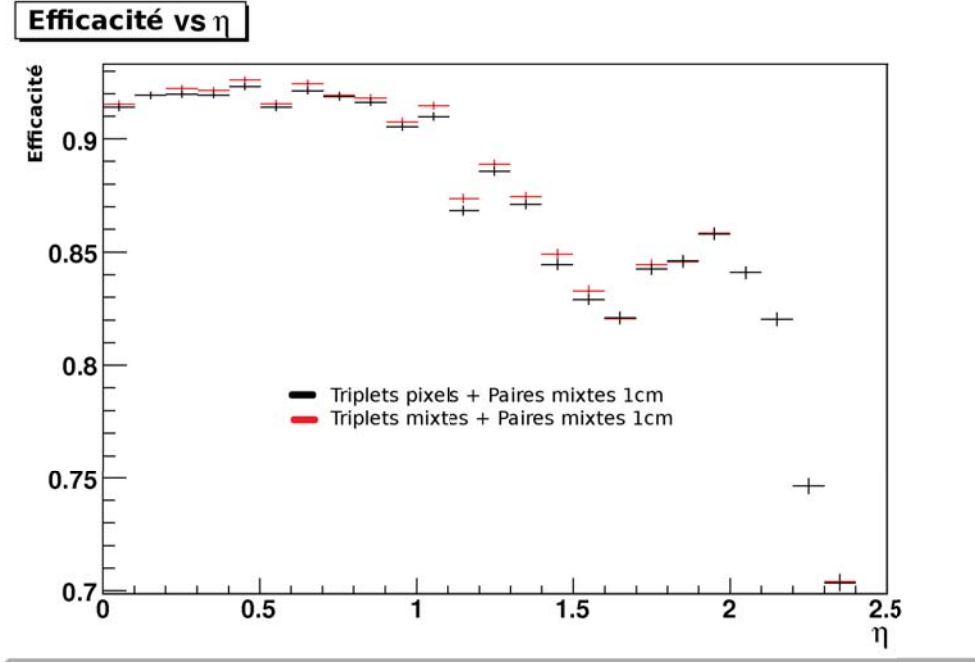


FIG. 2.23 – Efficacité de la reconstruction des traces en fonction de η selon le type de triplet utilisé sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

standard pour la reconstruction des traces. Il s’agira donc de la méthode standard par la suite.

Afin de suivre l’évolution des “GlobalTrackingRegion”, à partir de la version CMSSW_2_0_0 les “GlobalTrackingRegionWithVertices” prennent en compte la position tri-dimensionnelle des vertex primaires et de la zone d’interaction ainsi que la taille réelle en z de cette dernière.

Une fois ces méthodes intégrées au sein de CMSSW, on a voulu continuer à améliorer la collection de germes. L’analyse s’est alors concentrée sur plusieurs pistes pouvant encore améliorer la qualité des traces obtenues :

- l’ajout de combinaisons de couches pour les triplets mixtes
- une contrainte sur les triplets avec le vertex
- l’intérêt de toutes les combinaisons de couches des germes pour la reconstruction standard

Ces études ont été menées avec la version CMSSW_2_0_5 du code¹¹.

Ajout de combinaisons de couches pour les triplets mixtes

Afin de renforcer la compétitivité des triplets mixtes relativement aux triplets pixels, on a étudié l’effet du rajout de couches permettant des combinaisons à grand η :

BPix1+FPix1_pos+TID1_pos, BPix1+FPix1_neg+TID1_neg,
 BPix1+FPix1_pos+TID2_pos, BPix1+FPix1_neg+TID2_neg,
 FPix1_pos+FPix2_pos+TEC1_pos, FPix1_neg+FPix2_neg+TEC1_neg,

¹¹D’un point de vue temporel, le passage de la version CMSSW_1_8_0 à CMSSW_2_0_5 a été extrêmement rapide.

FPix1_pos+FPix2_pos+TEC2_pos, FPix1_neg+FPix2_neg+TEC2_neg

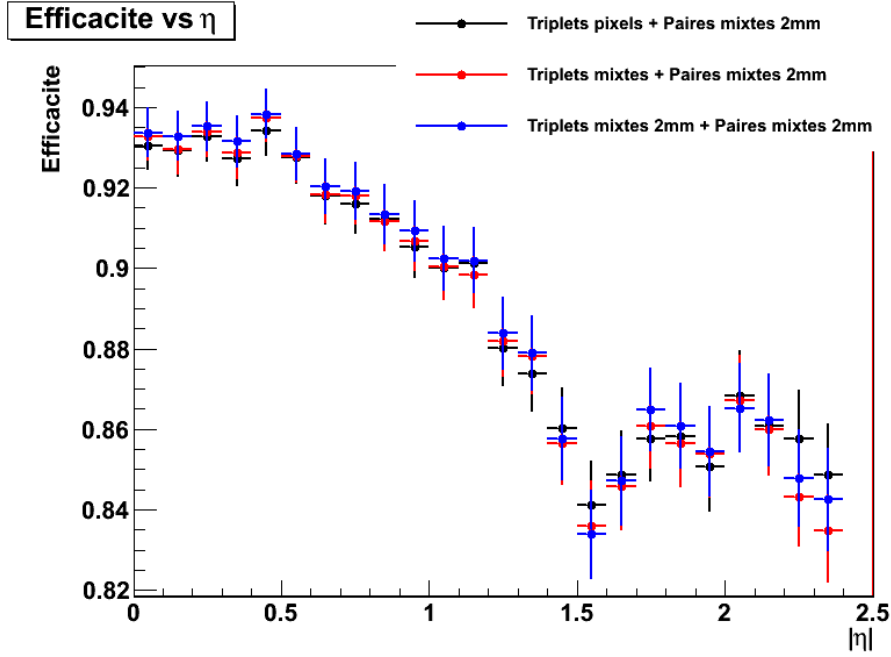


FIG. 2.24 – Efficacité de la reconstruction des traces en fonction de η suite à l'ajout de couches dans les triplets mixtes avec et sans contrainte de vertex sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

Le figure 2.24 permet de se rendre compte que l'ajout des nouvelles couches au sein des triplets mixtes permet d'accroître l'efficacité de reconstruction à faible η mais reste sans effet au-delà de $|\eta| > 1.5$.

De plus le taux de faux augmente notablement avec les triplets mixtes (FIG. 2.25) et cela d'autant plus pour les grands angles. Il y a une augmentation du taux de faux d'un facteur ~ 2 par rapport à la reconstruction standard

L'utilisation des triplets pixels reste donc préférentielle à celle des triplets mixtes même avec des combinaisons de couches supplémentaires.

Utilisation d'une contrainte de vertex sur les triplets

Même si la probabilité est faible, il est toujours possible que trois coups dans le détecteur soient fortuitement alignés. On a donc procédé à des tests en appliquant la contrainte de vertex sur les triplets pixels puis sur les triplets mixtes.

Si on applique la contrainte de vertex en utilisant des triplets pixels, on peut voir que l'effet sur l'efficacité (FIG. 2.26) et sur le taux de faux (FIG. 2.27) sont tout à fait négligeable. Ces effets étaient attendus, en effet la résolution des pixels et leur faible taux d'occupation implique qu'il est presque impossible d'avoir trois coups dans les détecteurs à pixels qui soient aléatoirement alignés. Lorsque trois coups sont alignés dans le détecteur à pixels, ils sont déjà *a priori* associés à un vertex primaire et la

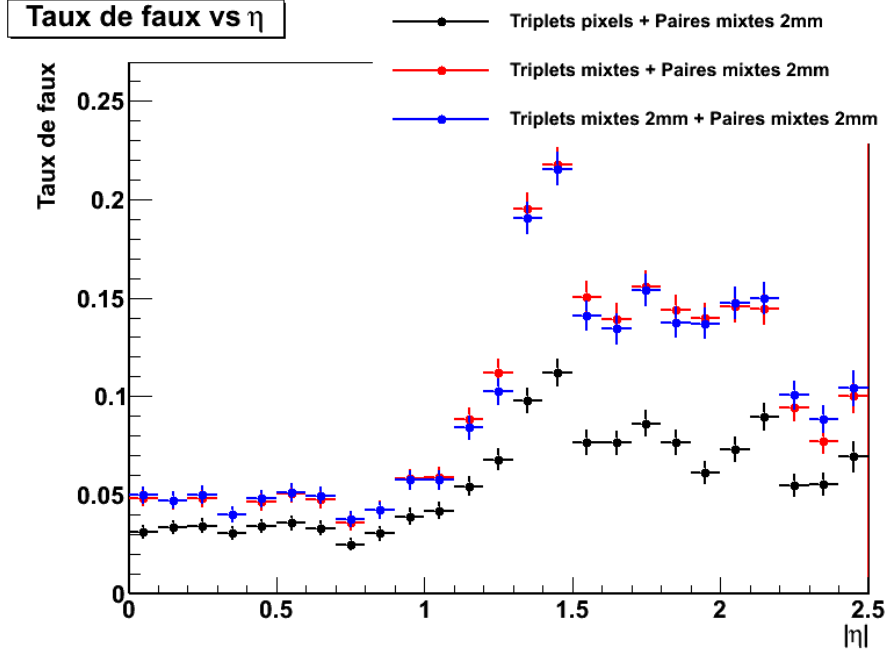


FIG. 2.25 – Taux de faux de la reconstruction des traces en fonction de η suite à l'ajout de couches dans les triplets mixtes avec et sans contrainte de vertex sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

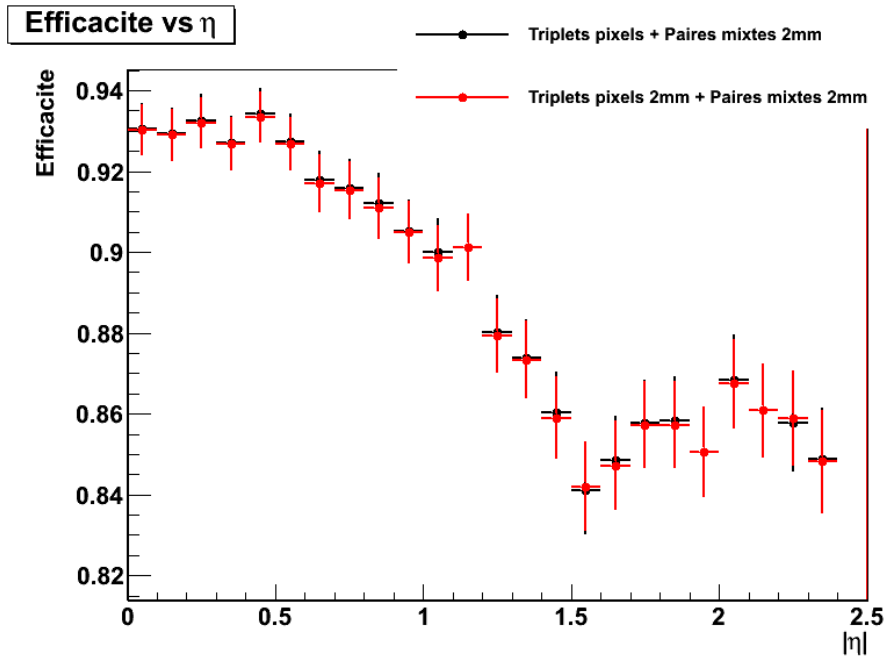


FIG. 2.26 – Efficacité de la reconstruction des traces en fonction de η avec une contrainte de vertex sur les triplets pixels sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

contrainte est sans effets.

Par contre, pour les triplets mixtes l'utilisation de coups provenant des premières couches des sous-détecteurs à pistes implique la présence d'un bras de levier plus im-

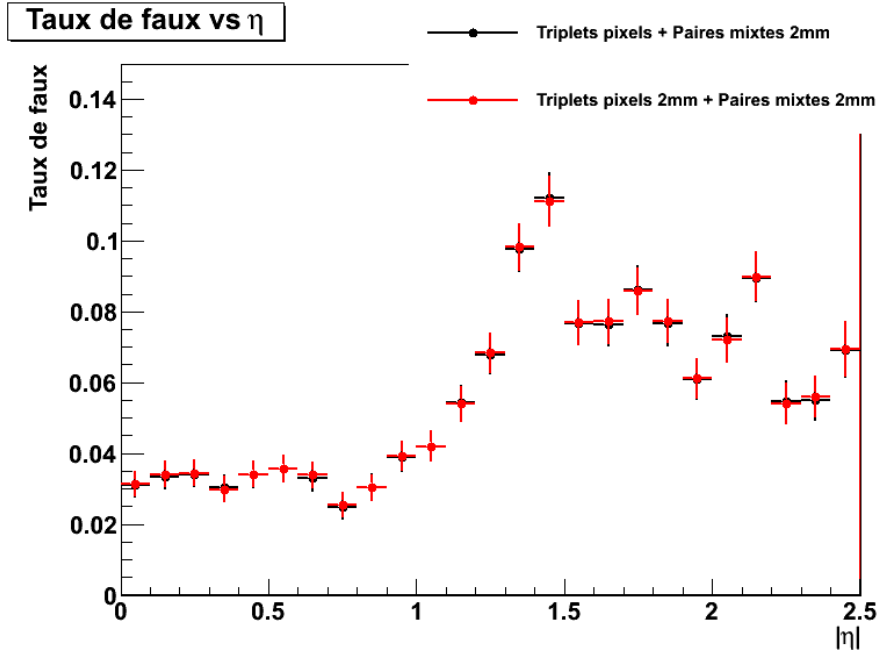


FIG. 2.27 – Taux de faux de la reconstruction des traces en fonction de η avec une contrainte de vertex sur les triplets pixels sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

portant entre le deuxième et le troisième coup. De plus l'occupation plus élevée des premières couches des sous-détecteurs à pistes va permettre de créer des alignements fortuits entre des paires pixels et un coup dans un détecteur à piste. On peut donc espérer que l'application d'une contrainte de vertex sur les triplets mixtes va améliorer leurs performances. Si on compare l'efficacité de reconstruction des triplets mixtes avec ou sans contrainte (FIG. 2.24) par rapport à la reconstruction standard, l'ajout de la contrainte de vertex n'a qu'une faible influence. Il en est de même si on regarde le taux de faux (FIG. 2.25), la réduction provenant de la contrainte de vertex ne permet pas d'atteindre le niveau des triplets pixels.

Finalement on a testé la possibilité de remplacer les paires mixtes avec une contrainte de vertex par la collection de triplets mixtes avec contrainte de vertex.

On peut observer que même avec l'ajout précédent de combinaisons de couches autorisées pour les triplets mixtes, l'association des deux collections de triplets arrive à rester au même niveau d'efficacité (FIG. 2.28) que la méthode standard que pour $|\eta| < 1.5$. Ensuite il y a une perte d'efficacité.

Concernant le taux de faux (FIG. 2.29), les seules évolutions notables sont une forte augmentation au environ de $|\eta| \sim 1.5$ correspondant au comportement précédent des triplets mixtes et une réduction pour $|\eta| > 2.$, où on peut supposer que le taux de faux est principalement dû aux paires mixtes.

En conclusion, l'introduction d'une contrainte de vertex sur les triplets ne permet pas d'améliorer les performances de la reconstruction standard.

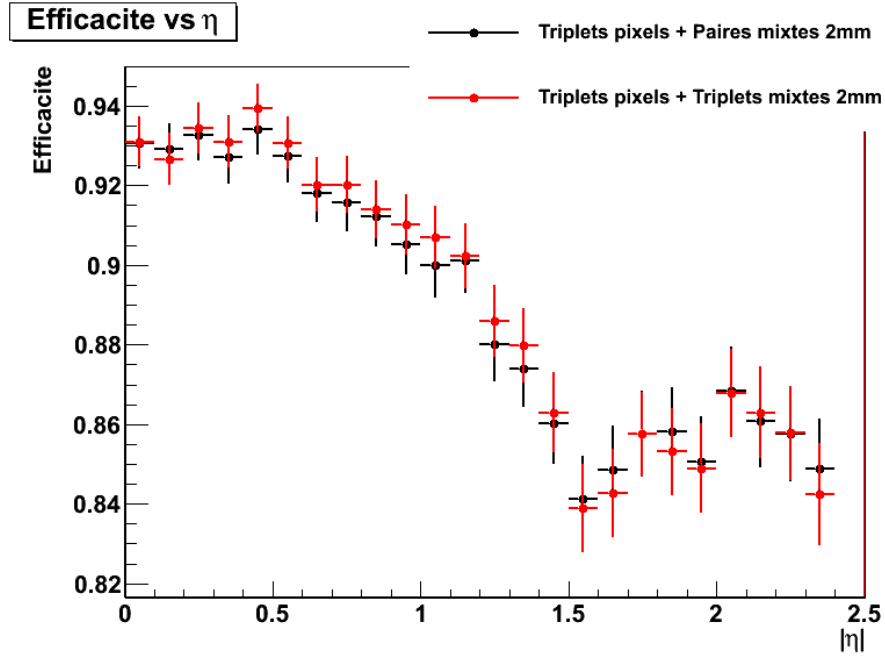


FIG. 2.28 – Efficacité de la reconstruction des traces en fonction de η en utilisant des triplets pixels plus des triplets mixtes avec contraintes de vertex sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

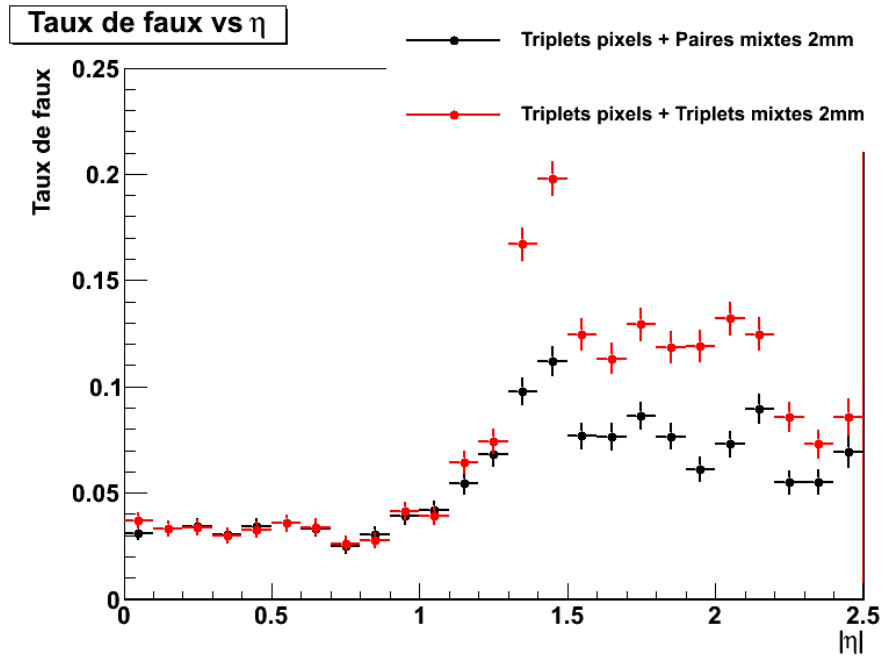


FIG. 2.29 – Taux de faux de la reconstruction des traces en fonction de η en utilisant des triplets pixels plus des triplets mixtes avec contraintes de vertex sur un lot de données simulées $t\bar{t}$

Étude des combinaisons de couches

L'étude de la composition des germes a permis de savoir si certaines combinaisons de couches des triplets pixels plus paires mixtes avec contrainte de vertex avaient un

Type germe :	Bon germe		Faux germe	
Type trace :	Bonne trace	Fausse trace	Bonne trace	Fausse trace
Combinaison	% bonnes tr.	% fausses tr.	% bonnes tr.	% fausses tr.
BPix1 BPix2	3.9	3.3	0.2	10.2
BPix1 BPix3	2.1	2.7	0.4	27.6
BPix2 BPix3	2.4	2.2	0.1	5.9
BPix1 FPix1	1.1	1.4	0.3	10.5
BPix1 FPix2	0.3	0.6	0.2	6.8
BPix2 FPix1	0.4	0.4	0.1	2.6
BPix2 FPix2	0.1	0.1	0.02	1.1
FPix1 FPix2	1.0	0.8	0.1	1.8
FPix2 TEC1	1.4	0.1	0.2	2.1
FPix2 TEC2	1.5	0.03	0.1	1.7
TEC1 TEC2	0.2	0.0	0.0	0.0
TEC2 TEC3	0.2	0.0	0.0	0.0
BPix1 BPix2 BPix3	64.3	2.9	0.6	8.0
BPix1 BPix2 FPix1	9.0	0.4	0.2	3.3
BPix1 BPix2 FPix2	9.2	0.2	0.3	0.2

TAB. 2.1 – Fraction en pour-cent des bonnes et mauvaises traces reconstruites en fonction du germe utilisé et de sa nature. La somme de la colonne “Bonne trace” vaut 100% tout comme celle de la colonne “Fausse trace”.

rôle dominant dans la reconstruction de bonnes ou de fausses traces.

On a alors considéré le caractère bon ou faux des germes et des traces. Pour les germes celui-ci est déterminé par le fait que les coups composant le germe appartiennent à la trajectoire réelle d’une particule chargée ayant traversé le trajectographe. Pour les traces c’est la correspondance entre la trajectoire interpolée à partir des coups de la trace et la trajectoire réelle de la particule chargée les ayant créés. Il s’agit en effet d’un critère sur la qualité des germes et des combinaisons de couches.

On peut noter (TAB. 2.1) qu’une nette majorité (64.3%) des bonnes traces est produites par de bons germes utilisant la combinaison BPix1 BPix2 BPix3 et qu’au final 82.5% des bonnes traces sont produites par des bons germes issus de triplets pixels. Ce résultat était attendu d’une part grâce à la résolution du détecteur à pixels et d’autre part grâce au faible bras de levier entre les couches successives dans le tonneau BPix.

Cependant il apparaît que 27.6% des mauvaises traces sont issues de mauvais germes utilisant la combinaison BPix1 BPix3, il s’agit de la source principale de fausses traces. Une des raisons principales expliquant le mauvais comportement de cette combinaison est le grand bras de levier entre ces deux couches du tonneau BPix.

2.3.5 Reconstruction itérative des traces

Lors du passage à CMSSW_2_1_0, la procédure de reconstruction des traces a subi un profond remaniement. En effet la méthode par défaut est devenue la reconstruction itérative[43] des traces qui exécute plusieurs reconstructions de traces tout en supprimant les coups dans le trajectographe utilisés lors des reconstructions précédentes. Celle-ci suit

donc la séquence suivante :

- $i^{\text{ème}}$ reconstruction des traces avec le lot i de paramètres de configuration et la $i^{\text{ème}}$ collection de coups dans le trajectographe,
- les coups utilisés par les traces reconstruites lors de la $i^{\text{ème}}$ itération sont soustraits de la $i^{\text{ème}}$ collection de coups du trajectographe pour définir la $i + 1^{\text{ème}}$ collection de coups,
- passage à la $i + 1^{\text{ème}}$ itération.

La première collection de coups dans le trajectographe utilise l'intégralité des coups reconstruits. À la fin des itérations, les différentes collections de traces obtenues sont alors fusionnées en une seule.

Le principe est d'appliquer d'abord une reconstruction des traces avec des critères stricts sur la qualité des traces afin d'obtenir une première collection de trace extrêmement pure, puis de relâcher au fur et à mesure les critères de qualités. En effet la collection de coups dans le trajectographe étant de plus en plus réduite, celle-ci induit de moins en moins d'erreur lors de la reconstruction des traces, le relâchement des critères permet alors de conserver une excellente pureté de la collection de trace tout en obtenant une efficacité très élevée de reconstruction des traces.

L'utilisation de plusieurs itérations lors de la reconstruction impliqua un temps de calcul plus élevé que la méthode standard précédente[43] lors de sa mise au point et imposa d'ajuster les reconstructions utilisées à chaque itération des reconstructions pour garder les avantages en terme de pureté et d'efficacité tout en étant plus rapide.

Les deux méthodes mises au point au cours de cette thèse, qui permettent d'utiliser une collection de triplets pixels suivis de paires mixtes subissant une contrainte de vertex, ont été réutilisées de manières différentes au sein de la reconstruction itérative[44] :

- l'algorithme de combinaison des collections de germes pour en faire une collection ordonnée avec les triplets en premier et les paires en second a été réutilisé dans l'esprit puisque la première itération est faite à partir des triplets pixels et la seconde itération utilise les paires pixels.
- l'algorithme de création des "GlobalTrackingRegionWithVertices" a été réutilisé directement pour la création des germes lors de la seconde itération, celle-ci est faite à partir de paires pixels subissant une contrainte de 2 mm en z autour des vertex primaires.

Il y a donc une réelle continuité entre le travail effectué lors de cette thèse et le reconstruction actuelle des traces.

Les figures 2.30 (a) et (b) représentent l'efficacité et le taux de faux de la reconstruction itérative. Celle-ci permet de reconstruire 92.5% des traces provenant d'un événement $t\bar{t}$ avec seulement 4.3% de fausses traces.

2.3.6 Conclusion

Pour conclure, de nouvelles méthodes destinées à la phase initiale de la reconstruction des traces ont été mises au point et ont permis d'obtenir une amélioration de la qualité des traces reconstruites en termes d'efficacité de reconstruction, de pureté de la collection et de temps de calculs. En effet ces méthodes ont apporté un gain en efficacité de reconstruction des traces associés à une réduction du taux de fausses traces et à une

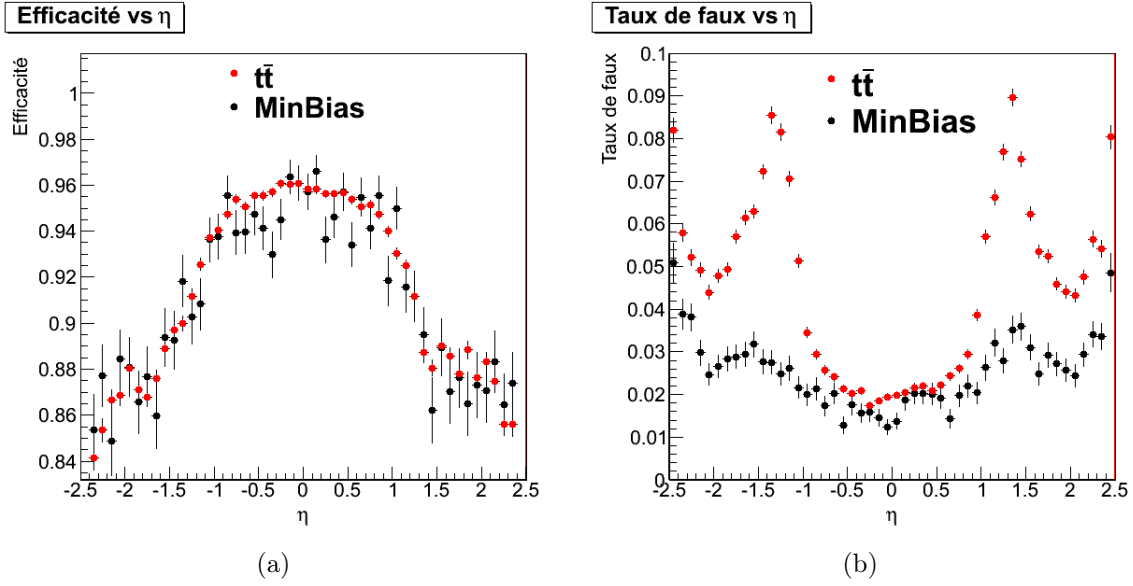


FIG. 2.30 – Efficacité (a) et taux de faux (b) de la reconstruction des traces avec la méthode itérative sur des événements $t\bar{t}$ et MinBias obtenus sur des simulations pour CMSSW_3_7_0_pre1

réduction du temps de calcul pour l'ensemble de la reconstruction des traces. Il a donc été possible de définir un nouveau standard pour la production des germes au sein du trajectographe de CMS.

Par la suite avec la mise en place de la reconstruction itérative, ces méthodes ont continué à être utilisées, aussi bien dans l'esprit que de manière pratique, au sein des deux premières itérations de la reconstruction itérative des traces, qui est le mode standard actuel de reconstructions des traces. La suite de cette thèse est dédiée à la physique du quark top au sein de l'expérience CMS.

Chapitre 3

La physique du quark top au sein du Modèle Standard

Lors de la mise en place du Modèle Standard seuls les quarks u , d et s étaient connus, le quark c complétant la famille du quark *strange* ne fut découvert qu'en 1974 simultanément au BNL [45] et au SLAC [46]. Suite à la découverte du quark b en 1977 à Fermilab [47], il fut postulé l'existence d'un sixième quark. Celui-ci fut cherché par les différentes collisions e^+e^- (PEP, PETRA, LEP) et hadroniques (SLAC, SPS) autour du monde sans succès et ce jusqu'à la montée en puissance du Tevatron à une énergie de 1.8 TeV dans le centre de masse. Le quark top fut en effet découvert en 1995 par les collaborations CDF [48] et DØ[49], celui-ci possède une masse de 173.1 GeV/ c^2 [50]. Cette découverte tardive s'explique par la masse du quark top qui est près de 35 fois plus élevée que m_b . Les contraintes sur la masse et les propriétés du quark top ont d'abord été obtenue de manière indirecte par l'ajustement des données électrofaibles. À ce jour seuls le Tevatron et le LHC ont une énergie dans le centre de masse suffisante pour produire des quarks top et pour l'instant seul le Tevatron a pu fournir une statistique suffisante pour établir une observation expérimentale du quark top.

3.1 La physique du quark top

La physique du quark top porte sur trois domaines principaux :

- le mode de production du top, celui-ci va déterminer la section efficace de production dans un collisionneur.
- sa désintégration en particules plus légères qui va permettre d'évaluer les rapports d'embranchements des différents canaux de désintégration.
- ses propriétés intrinsèques qui vont être étudiées au cours des analyses car elles contraignent le Modèle Standard (masse, charge, temps de vie) et vont influencer sur les deux points précédents.

Ces différents domaines interagissent profondément entre eux et vont être abordés dans cette section.

3.1.1 La production du quark top

Dans les collisionneurs hadroniques, il existe deux principaux modes de production des quarks top qui sont prédits par le Modèle Standard : la production de paires $t\bar{t}$ par l'interaction forte et la production de top célibataires par l'interaction faible. La production du quark top sera grandement influencée par le paramètre $\sqrt{s}$ correspondant à l'énergie dans le centre de masse lors des collisions.

La production de top célibataire

La production des top célibataires par l'interaction faible suit trois voies possibles (FIG. 3.1).

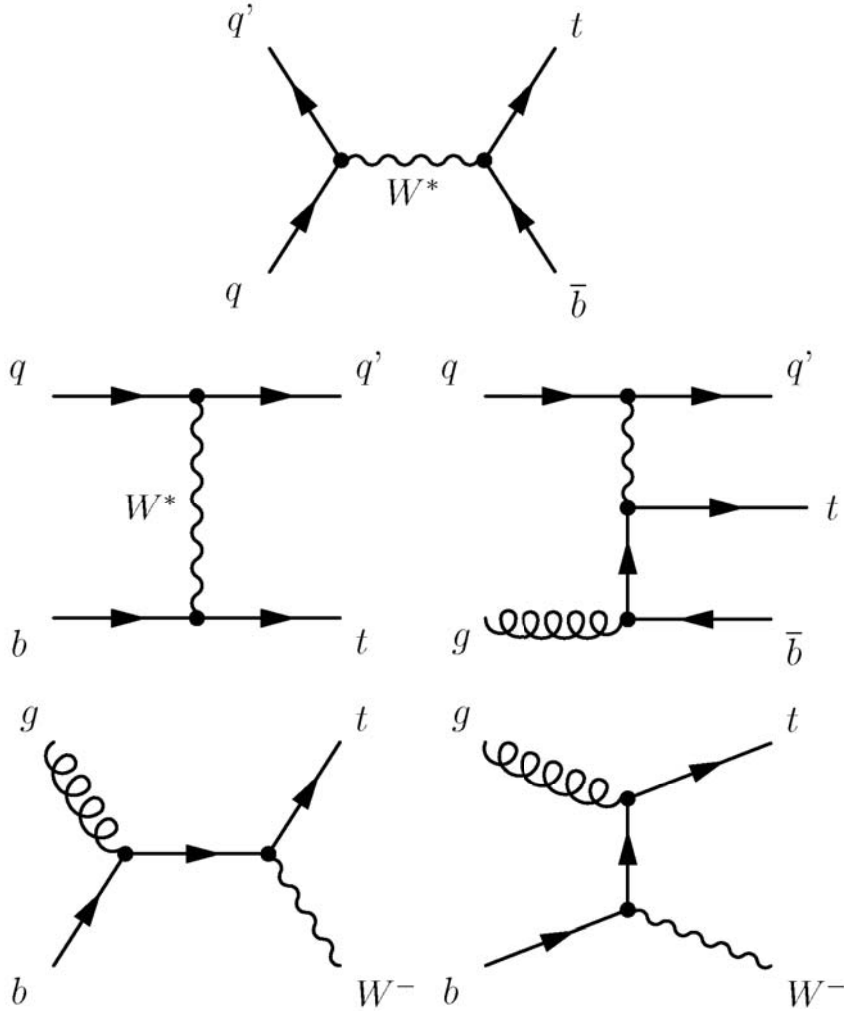


FIG. 3.1 – Diagrammes de Feynman au premier ordre pour la production de top célibataire voie s en haut, t au milieu et tW en bas

Au LHC, l'ordre d'importance des canaux est le suivant : voie t , voie tW et voie s avec

des sections efficaces respectives de 63, 10.6 et 4.6 pb à l'ordre NLO pour $\sqrt{s} = 7$ TeV. Il faut noter qu'il y a une asymétrie pour les canaux t et s concernant la production des t et $\bar{t}$ qui est due à la conservation de la charge pour des collisions pp , en effet les quarks de valence (définissant la nature des hadrons) sont majoritairement de charge positive pour les protons ($u u d$), il y a donc dans ces deux canaux de production un rapport de l'ordre de 1.6 entre la production de quark t et de quark $\bar{t}$ [51].

La production de paires $t\bar{t}$

La production par paires sous l'effet de l'interaction forte s'effectue via l'annihilation de quarks ou via la fusion de gluon au premier ordre. La figure 3.2 représente les diagrammes de Feynman au premier ordre pour la production de paires $t\bar{t}$.

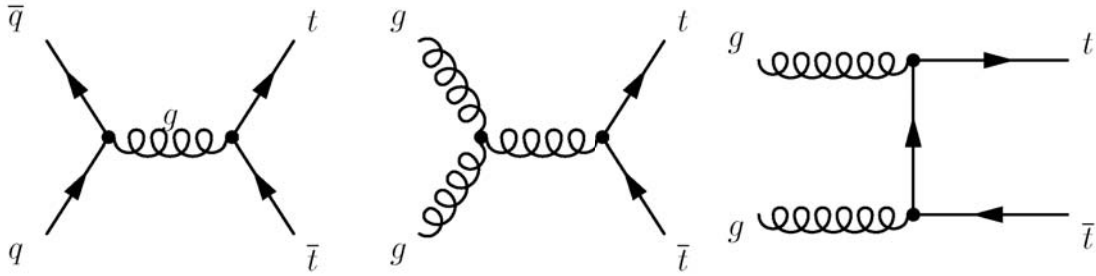


FIG. 3.2 – Diagrammes de Feynman au premier ordre de développement perturbatif de la QCD pour la production de paires $t\bar{t}$

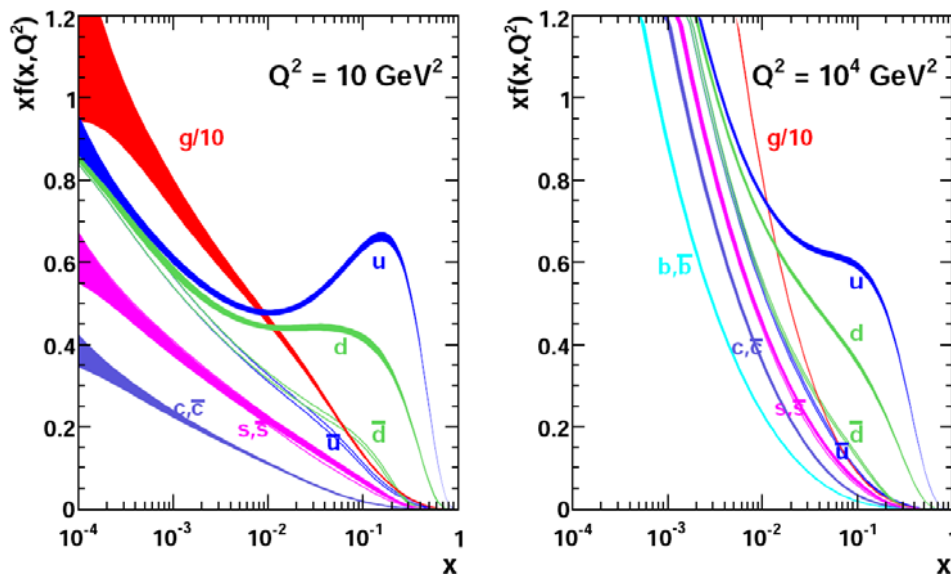


FIG. 3.3 – Fonctions de densités de probabilité du proton dans le modèle MSTW pour $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ et $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$ [52]

Contrairement au cas du Tevatron, le mode dominant au LHC est la fusion de gluon qui représente environ 85% de la production des paires $t\bar{t}$. La figure 3.3 représente les PDFs (Parton Density Function) du proton, où x est la fraction d'énergie empruntée au proton et $x f_i$ la population du parton i correspondante pour une échelle d'énergie Q^2 . L'échelle Q^2 correspond à l'échelle en énergie du processus auquel on s'intéresse, pour la production de paires $t\bar{t}$ elles peut être défini avec x par :

$$Q = M_{t\bar{t}} \quad \text{et} \quad x = \frac{M_{t\bar{t}}}{\sqrt{s}} e^{\pm y} \quad (3.1)$$

avec $M_{t\bar{t}}$ la masse de la paire $t\bar{t}$ produite et y la pseudo-rapacité des quarks top émis, x est alors de l'ordre de 0.05. On se rend bien compte que pour des fractions de l'impulsion emportée du proton $x < 0.1$ c'est la population de gluons qui est largement dominante même relativement aux quarks de valence. Aux ordres supérieurs du développement perturbatif de la QCD, on peut ajouter des interactions gluon-quark (FIG. 3.4).

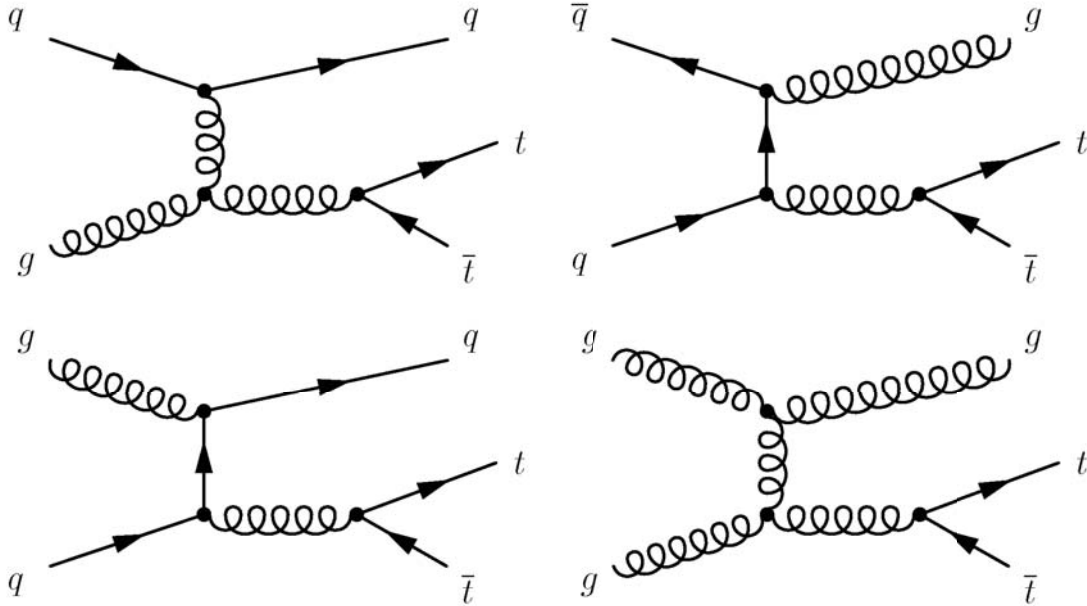


FIG. 3.4 – Exemples de diagrammes de Feynman au second ordre pour la production de paires $t\bar{t} + 1$ jet

Dans la suite de ce chapitre, nous ne nous intéresserons plus qu'à la production de paires $t\bar{t}$ et à leur devenir.

3.1.2 Les modes de désintégration du quark top

Sachant que la masse du quark top est supérieure au seuil ($M_W + m_b$) et que les modules des éléments de la matrice CKM impliquant le quark top, dont les valeurs ont été obtenues par des mesures indirectes et dont le seul moyen de mesurer directement

$|V_{tb}|$ est d'effectuer la mesure de la section efficace de production de top célibataire qui est proportionnelle à V_{tb}^2 , valent [53] :

$$|V_{td}| = 0.00874_{-0.00037}^{+0.00026} \quad (3.2)$$

$$|V_{ts}| = 0.0407 \pm 0.0010 \quad (3.3)$$

$$|V_{tb}| = 0.999133_{-0.000043}^{+0.000044} \quad (3.4)$$

alors le quark top se désintègre majoritairement dans le mode $t \rightarrow W^+b$. La largeur de désintégration du quark top est alors donnée par :

$$\Gamma_t = \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} \left(1 - \frac{M_W^2}{m_t^2}\right)^2 \left(1 + 2\frac{M_W^2}{m_t^2}\right) \left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi} \left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right] \quad (3.5)$$

avec G_F la constante de couplage de Fermi, celle-ci dépend très fortement de la masse du quark top et pour $m_t = 171 \text{ GeV}/c^2$, on obtient $\Gamma_t = 1.29 \text{ GeV}/c^2$ [54]. Le temps de vie qui lui est associée (environ $5 \times 10^{-25} \text{ s}$) est inférieur au temps caractéristique d'hadronisation ($O(10^{-23} \text{ s})$). Le quark top va donc se désintégrer en étant "libre" avant même de pouvoir former des hadrons ou des quarkonia $t\bar{t}$, il y a donc une forte corrélation de spin entre les quarks top ainsi qu'entre les produits de leurs désintégrations car il n'y a pas d'effets provenant de la QCD non-perturbative, tels qu'il y en a pour les autres quarks.

Le boson W issu de la désintégration du top va alors se désintégrer en suivant les règles de l'interaction faible. Il va donc produire soit une paire de leptons pouvant provenir de toutes les générations soit en paires de quarks provenant seulement des deux premières générations.

$$W^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell \quad \text{avec} \quad \ell = e, \mu, \tau \quad (3.6)$$

$$W^+ \rightarrow q\bar{q}' \quad (3.7)$$

Sachant qu'il y a 3 couleurs de quarks, 2 familles de quarks et 3 familles de leptons accessibles aux bosons W , le boson W peut se désintégrer en 9 paires différentes de fermions. Comme le couplage du boson W aux fermions aux fermions est universel, chacune des désintégrations en paire de fermions possède un rapport d'embranchement égal à $1/9$. Au final un tiers des W se désintégrera en leptons et les deux autres tiers en quarks.

Le rapport d'embranchement de la désintégration $t \rightarrow W^+b$ est obtenu à partir de la formule suivante :

$$\mathcal{B}(t \rightarrow W^+b) = \frac{\Gamma(t \rightarrow W^+b)}{\sum_i \Gamma(t \rightarrow W^+q_i)} = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{tb}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{td}|^2} \quad (3.8)$$

qui peut être considéré comme très proche de 1 (> 0.998). On peut alors classer les désintégrations des paires $t\bar{t}$ en trois familles :

$$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'bq''\bar{q}'''\bar{b} \quad (3.9)$$

$$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow q\bar{q}'b\ell^-\bar{\nu}_\ell\bar{b} + q\bar{q}'\bar{b}\ell^+\nu_\ell b \quad (3.10)$$

$$t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} \rightarrow \ell^+\nu_\ell b\ell'^-\bar{\nu}_{\ell'}\bar{b} \quad (3.11)$$

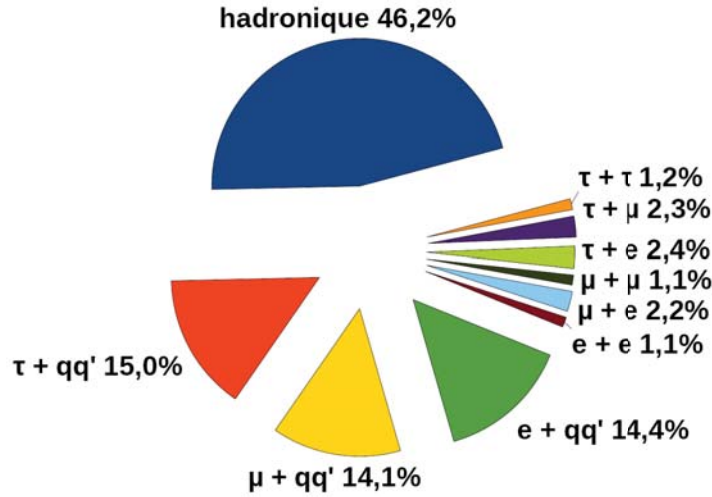


FIG. 3.5 – Rapports d'embranchement des différents modes de désintégration des paires $t\bar{t}$ en fonction des produits de désintégration des deux bosons W . Il y a toujours en plus un quark b et un quark $\bar{b}$.

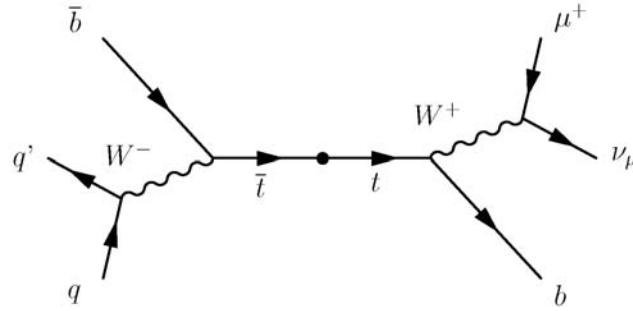


FIG. 3.6 – Diagrammes de Feynman de la désintégration semi-muonique de la paire $t\bar{t}$

que l'on dénomme dans l'ordre désintégration hadronique, semi-leptonique et dileptonique et dont les rapports d'embranchements sont respectivement 46.2%, 43.5% et 10.3% (FIG. 3.5).

On peut définir le canal semi-muonique comme étant une désintégration semi-leptonique dont le lepton est un muon μ^- ou μ^+ , ce canal est représenté sur la figure 3.6 et possède un rapport d'embranchement égal à 14.1%.

3.1.3 Revue expérimentale des propriétés du quark top

Le quark top est le dernier quark du Modèle Standard à avoir été découvert, l'étude de ses propriétés (masse, spin, charge) est rendu possible par sa courte durée de vie et est nécessaire pour confirmer les prédictions du Modèle Standard mais aussi pour participer à la recherche de nouvelle physique.

La durée de vie et la largeur du quark top

Le quark top a une durée de vie de l'ordre de $5 \times 10^{-25} s$ qui est plus courte que le temps d'hadronisation, qui est de l'ordre de $10^{-23} s$. Les quarks top vont donc se désintégrer avant d'être hadronisés et donc avant d'être accompagnés d'une multitude de quarks et de gluons perturbant leurs spins et leurs cinématiques. Cela permet d'étudier d'une part les interactions et couplages prédits par le Modèle Standard avec des quarks "purs" car non-hadronisés et d'autre part les propriétés intrinsèques des quarks top.

La largeur du quark top, dont dépend la durée de vie du quark top, est prédite à moins de $1 \text{ GeV}/c^2$ par le Modèle Standard mais a juste pu être contrainte à moins de $13.1 \text{ GeV}/c^2$ par l'expérience CDF à 95% CL [55]. Cette largeur peut être obtenue en ajustement la largeur du pic de la distribution de masse du quark top. Il est donc nécessaire de la mesurer avec une meilleure précision afin de pouvoir confirmer les prédictions du Modèle Standard.

La masse du quark top

La mesure de la masse du quark top, qui est un paramètre fondamental du Modèle Standard, joue un rôle déterminant dans les mesures de précision du Modèle Standard ainsi que dans la prédiction de la masse du boson de Higgs, car la forte valeur du couplage de Yukawa du quark top lui donne un rôle particulier pour les interactions concernant le boson de Higgs. En effet les paramètres du Modèle Standard, qui sont indépendants au niveau de l'arbre, deviennent dépendants de m_{H^0} après l'application de corrections radiatives électrofaibles. En particulier à partir de l'application de corrections à une boucle, on peut écrire $m_W = m_W(m_t^2, \ln m_{H^0})$, donc une mesure précise de m_W et m_t permet d'établir une contrainte sur m_{H^0} .

Les méthodes les plus couramment utilisées au Tevatron pour la reconstruction de la masse du quark top sont :

- La méthode des *templates*

Un ajustement cinématique sur-contraint est appliqué sur tous les événements pour former la chaîne de désintégration de la paires $t\bar{t}$ en prenant l'hypothèse que les jets de plus haut E_T proviennent des quarks de la désintégration $t\bar{t}$. Pour une désintégration semi-leptonique il y a jusqu'à 24 solutions possibles qui peuvent être réduites à 4 par l'utilisation d'étiquetage de b . Une minimisation du χ^2 de l'ajustement permet de choisir la meilleure solution et la masse du quark top reconstruit correspondante. La distribution de masse du quark top est ensuite comparée à différents modèles (*templates*) Monte-Carlo combinant le bruit de fond et le signal $t\bar{t}$ pour différentes hypothèses de masse. La valeur de la masse du quark top et l'incertitude associée sont obtenues par un ajustement maximisant un rapport de vraisemblance.

- La méthode des éléments de matrice

Pour chaque événement, une probabilité est calculée en fonction de la masse du quark top en utilisant des éléments de matrice à l'ordre LO pour la production et la désintégration de la paire $t\bar{t}$. Toutes les combinaisons entre les jets reconstruits et les quarks finaux sont utilisées et pondérées par une probabilité provenant des éléments de matrice. La correspondance entre le quadri-moment reconstruit et

celui au niveau des partons est prise en compte par une fonction de transfert probabiliste.

– La méthode des idéogrammes

Celle-ci combine certains aspects des deux méthodes précédentes : chaque événement est comparé à la distribution en masse du signal et du bruit de fond en étant pondéré par la probabilité de χ^2 de l'ajustement cinématique de l'ensemble des combinaisons de jets et par une probabilité de l'événement. Cette dernière est déterminée par la fraction de signal dans l'événement et la pureté événement par événement qui est obtenue par un discriminant topologique provenant des événements Monte-Carlo.

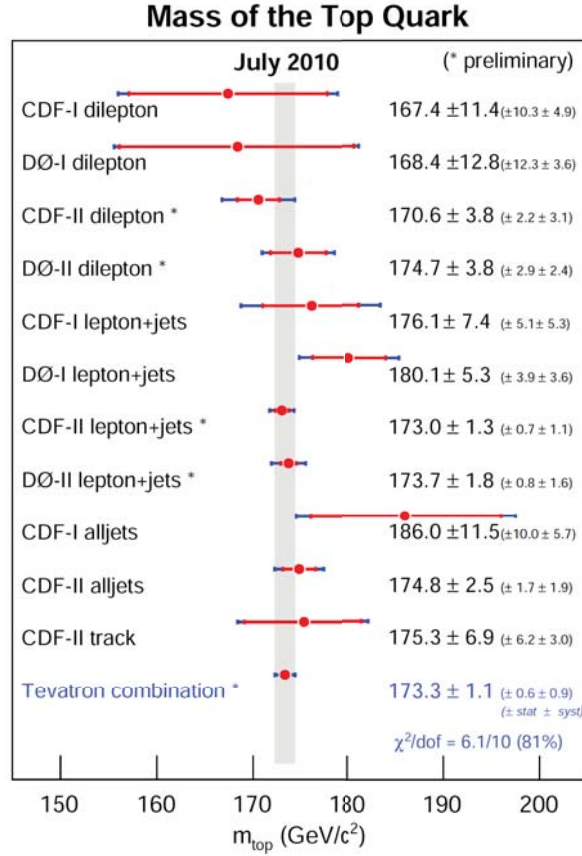


FIG. 3.7 – Mesure de la masse du quark top par combinaison des résultats obtenus par les expériences CDF et DØ au Tevatron avec 5.6 fb^{-1} (juillet 2010) [50]

Cette mesure peut être menée de manière indépendante dans les différents canaux de désintégrations des paires $t\bar{t}$ décrites ci-dessus, cependant le canal semi-leptonique fournit à l'heure actuelle les résultats les plus précis. Jusqu'à présent la mesure la plus précise a été effectuée en combinant les résultats des expériences CDF et DØ (FIG. 3.7) pour obtenir la valeur suivante [50] :

$$m_t = 173.1 \pm 0.6(\text{stat.}) \pm 0.9(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2 \quad (3.12)$$

La masse du quark top est désormais mesurée avec une précision inférieure au pour-cent.

La charge électrique

Le quark top est le seul dont la charge n'a pas été mesurée dans un collisionneur e^+e^- . Comme les expériences CDF et DØ n'associe pas les b , $\bar{b}$ et $W^\pm$ de manière unique au t ou $\bar{t}$, la charge $+\frac{2}{3}$ correspond à l'hypothèse selon laquelle les événements observés au Tevatron sont les partenaires d'isospin du quark b . En effet les désintégrations du type $t \rightarrow W^+\bar{b}$ ne sont pas exclues et il serait possible d'avoir un "top exotique" (Q_4) de charge électrique $+\frac{4}{3}$. Cependant par l'étude de la composition des jets et de leur charge, le Tevatron a exclu à 95% CL la possibilité d'un quark exotique Q_4 [56]. Avec 10 fb^{-1} de donnée, il sera possible de mesurer la charge électrique du quark top avec une précision de l'ordre de 10% au LHC dans le cadre d'une désintégration semi-leptonique par l'identification de la saveur b ou $\bar{b}$ des jets de b et l'ajustement cinématique de l'association des jets de b aux quarks t et $\bar{t}$ s'étant désintégrés leptoniquement et hadroniquement.

L'hélicité du boson W dans la désintégration du quark top

Le Modèle Standard prédit pour le quark top le même courant chargé

$$i \frac{g}{\sqrt{2}} V_{tb} \gamma^\mu \frac{1}{2} (1 - \gamma^5) \quad (3.13)$$

pour l'isospin que pour les autres fermions. Le quark top étant de spin $\pm\frac{1}{2}$ et le boson W couplant les doublets d'isospin faible, le quark b émis sera d'hélicité gauche et la conservation de l'hélicité interdit l'hélicité droite du W , qui conduirait à un spin $+\frac{3}{2}$ (FIG. 3.8).

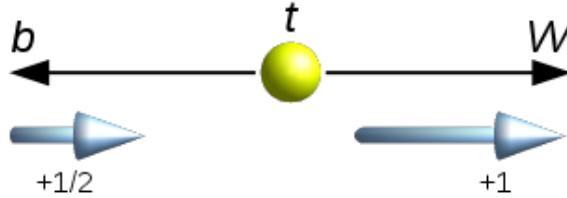


FIG. 3.8 – Production hypothétique d'un W d'hélicité droite

Par conséquent, le quark top ne peut se désintégrer qu'en un boson W d'hélicité gauche (W_L) ou longitudinal W_0 , ce dernier étant majoritairement produit avec un rapport d'embranchement prédit par le Modèle Standard égal à :

$$\mathcal{F}_0 = \mathcal{B}(t \rightarrow W_0^+ b) = \frac{m_t^2}{m_t^2 + 2 m_W^2} \approx 0.70 \quad (3.14)$$

Cette valeur a été confirmée par les expériences CDF et DØ[57] à $\mathcal{F}_0 = 0.70 \pm 0.07(stat) \pm 0.04(syst)$ en contraignant la proportion de boson W d'hélicité droite $\mathcal{F}_+$ à zéro. Au sein de l'expérience CMS il serait possible avec $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$, $\mathcal{L} = 1 \text{ fb}^{-1}$ et la même contrainte sur $\mathcal{F}_+$ de mesurer $\mathcal{F}_0$ avec 5% erreur statistique [58].

Les corrélations de spins entre les paires de quarks top et largeur du quark top

Il est attendu que les t et $\bar{t}$, sans être polarisés, aient des spins corrélés. Comme ils se désintègrent avant d'être hadronisés, leurs spins sont transmis à leurs particules filles issues des désintégration. La corrélation de spin est étudiée à partir de la distribution angulaire d'une particule fille d'un t relativement à une particule fille d'un $\bar{t}$. Cette mesure est d'autant plus précise quand la fille est un fermion de type bas pour l'isospin (lepton chargé ou quark de type d) [59], en effet les distributions angulaires des produits de la chaîne de désintégration du quark top $t \rightarrow W^+b$ avec $W^+ \rightarrow \ell^+\bar{\nu}$ ou $\bar{d}u$ sont corrélées avec l'axe du spin du top de la manière suivante :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d(\cos \theta_i)} = (1 + \alpha_i \cos \theta_i)/2 \quad \text{avec} \quad \alpha_i = \begin{cases} +1.0 & \ell^+ \text{ ou } \bar{d}\text{-quark} \\ -0.31 & \bar{\nu} \text{ ou } u\text{-quark} \\ -0.41 & b\text{-quark} \end{cases} \quad (3.15)$$

où θ_i est l'angle entre le produit de désintégration i et l'axe du spin du quark top dans le repère au repos du quark top. Dans ce cas la corrélation angulaire entre les produits de désintégrations de la paire $t\bar{t}$ peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d^2\sigma}{d(\cos \theta_+)d(\cos \theta_-)} = \frac{1 + \kappa \cos \theta_+ \cos \theta_-}{4} \quad (3.16)$$

avec κ le coefficient de corrélation du spin dépendant du mode de production de la paire $t\bar{t}$. Actuellement de telles analyses ne disposent pas d'une statistique suffisante pour être menées précisément au Tevatron, mais elles pourront être largement développées au LHC.

3.2 L'importance du quark top au LHC

Le quark top va jouer un rôle essentiel pour la physique au LHC. En effet la statistique importante produite par le LHC va permettre d'améliorer la connaissance des différentes propriétés du quark top initiée par les expériences du Tevatron mais aussi d'aller au-delà en accédant à de nouvelles variables et à la recherche de nouvelle physique. La production de paires $t\bar{t}$ représente aussi le bruit de fond à haut p_T le plus important. De plus les événements $t\bar{t}$ font intervenir tout le détecteur lors de leur reconstruction à travers la présence de leptons isolés, de jets et de $\cancel{E}_T$ ayant des caractéristiques physiques bien définies.

3.2.1 Calibrations du détecteur

Il y aura dans l'expérience CMS entre 18 (à basse luminosité [25]) et 102 (à haute luminosité) paires $t\bar{t}$ produites par heure au cours des années 2010-2011, il est donc possible de se servir de ces événements et de leurs produits de désintégration pour calibrer les différents sous-détecteurs et algorithmes de l'expérience.

Les chemins de déclenchement

Lors des premiers jours de la prise de donnée, il y aura un effort important sur les chemins de déclenchement utilisant un lepton unique car ils demandent un lepton énergétique et nettement isolé par rapport au reste de l'événement. Or les désintégrations semi-leptoniques et dileptoniques des paires $t\bar{t}$ faisant intervenir des muons et des électrons font parties des processus générant de tels leptons.

De plus les événements semi-leptoniques seront aussi déclenchés par les chemins utilisant les jets permettant ainsi de mesurer l'efficacité des chemins de déclenchement sur les leptons uniques. La grande section efficace de production des paires $t\bar{t}$ permet donc de calibrer ces chemins de déclenchement puisque dans le cas des désintégrations semi-leptoniques il y a un grand nombre d'événement avec des jets de haut p_T qui peuvent être identifiés sans l'aide initiale des chemins de déclenchements sur les jets. Ces événements peuvent servir de sonde pour tester les différents chemins de déclenchement.

La production de quarks top permet aussi d'étudier d'autres chemins de déclenchement utilisant par exemple des doubles leptons, des jets ou de la $\cancel{E}_T$. Le canal dileptonique qui possède deux leptons énergétiques isolés, deux jets énergétiques issus de quarks b et de la $\cancel{E}_T$ peut être sélectionné à partir seulement d'un chemin de déclenchement portant sur un seul lepton isolé tout en permettant d'étudier ceux portant sur deux leptons isolés de même nature ou non, sur la présence de jets énergétique ou de MET, cependant il sera limité d'un point de vue statistique au démarrage (FIG. 3.5). *A contrario* le canal hadronique, qui permet d'étudier les chemins de déclenchement portant sur les jets, n'aura pas de limite statistique mais ne pourra pas être étudié dès le départ à cause du bruit de fond QCD car il est plus difficile de l'en séparer.

L'échelle d'énergie des jets

L'incertitude sur la calibration de l'échelle d'énergie des jets apparaît comme une des sources principales de l'erreur systématique dans les analyses et dans les mesures des masses m_W et m_t en particulier.

L'échelle d'énergie des jets est connue au démarrage à 10% près par des analyse Monte-Carlo [60], afin d'atteindre une précision de l'ordre de 1% sur l'échelle d'énergie des jets il était nécessaire d'avoir 100 pb^{-1} de donnée à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ [61], à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ on estime qu'une telle précision demandera plus de données [62].

À partir du moment où la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ sera bien connue, les paires $t\bar{t}$ pourront être utilisées pour une calibration des jets légers en utilisant le canal semi-leptonique, où on combinera deux jets légers pour reconstruire le W et on appliquera une contrainte sur la masse du boson reconstruit via l'application d'un facteur global. Il est aussi possible d'appliquer un ajustement cinématique sur M_{jj} et M_{bjj} dans la voie $t \rightarrow Wb \rightarrow bjj$ ce qui permet d'obtenir par la même occasion l'échelle d'énergie des jets issus de quark b (cf. Chapitre 4).

L'étiquetage des jets de b

L'identification des jets de b est cruciale pour beaucoup d'analyses au LHC concernant tant le Modèle Standard que la nouvelle physique. Afin de calibrer les algorithmes d'identification des jets de b , il est nécessaire d'avoir un lot de jets de b le plus pur possible.

Il existe plusieurs méthodes d'identification des jets de b utilisant leurs propriétés spécifiques et elles peuvent être regroupées au sein d'un rapport de vraisemblance. En effet les hadrons formés à partir d'un quark b possède une durée de vie suffisamment longue pour donner des vertex secondaires et les jets issus de ces hadrons sont caractérisés par leurs traces à hauts paramètres d'impact et par la présence possible de leptons dans les jets. Même si ces méthodes sont étudiées sur des données Monte-Carlo, il est nécessaire de les confronter aux données.

Là encore la grande section efficace de production et la topologie des événements $t\bar{t}$ offrent de nombreux avantages, en effet les événements issus de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ en contiennent toujours deux. En particulier les événements dileptoniques permettent d'être sûrs de la nature des jets inclus dans l'événement malgré une statistique plus faible alors que les événements semi-leptoniques offrent une statistique plus grande en contre-partie de la présence de deux jets légers supplémentaires. Il est donc possible de mesurer les performances des algorithmes d'identification des jets de b sur des événements $t\bar{t}$ en étudiant leurs efficacités d'étiquetage de jets de b et de non-étiquetage de jets légers, si on arrive à reconstruire correctement le boson W hadronique dans le canal semi-leptonique et si on exclut les événements avec des radiations additionnelles.

3.2.2 Sensibilité à la nouvelle physique

Le quark top possède la masse la plus élevée pour un fermion et atteint l'échelle électrofaible. En conséquence de quoi, de nombreux modèles lui donnent un rôle particulier au sein des interactions électrofaibles et celles relatives au boson de Higgs.

Mesure indirecte de la masse du boson de Higgs

La masse du quark top et celle du boson W contribue aux corrections radiatives [63], ce qui peut se traduire en contraintes sur la masse du boson de Higgs (FIG. 3.9). En effet la masse du boson de Higgs permet d'exprimer m_W de la façon suivante $m_W = f(\ln m_{H^0}, m_t)$ et nécessite donc des mesures de grandes précisions sur celles-ci. L'amélioration des incertitudes sur la mesure de la masse du quark top, qui sera apportée par le LHC, permettra d'améliorer l'estimation de la masse du boson de Higgs ou de l'exclure dans le cadre du boson de Higgs du Modèle Standard ou du boson de Higgs léger neutre h^0 du MSSM en contraignant d'autant plus l'espace des phases (m_t, m_W) de la figure 3.9 qui est représenté par des ellipses.

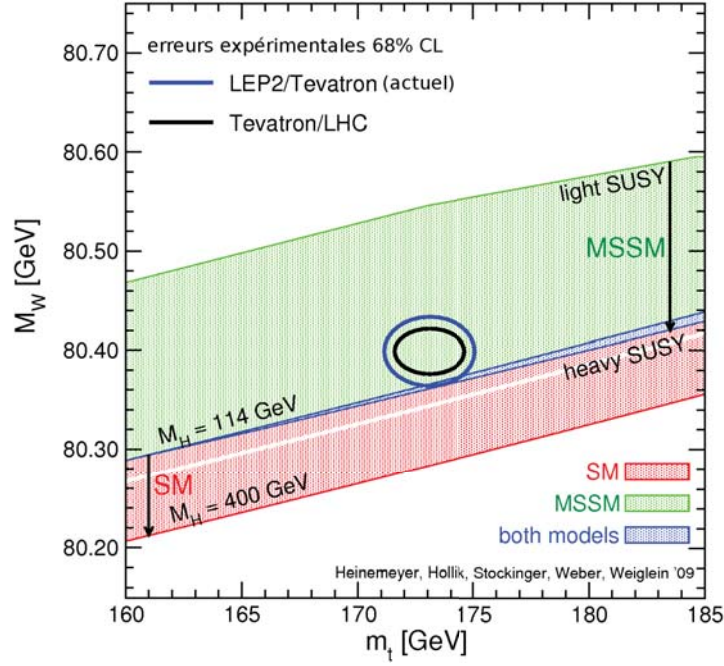


FIG. 3.9 – Contraintes des masses du boson W et du quark top mesurées au LEP et au Tevatron sur la masse du boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard (SM) et du Modèle Minimal de Super Symétrie (MSSM) avec les limites correspondant à de la Super Symétrie (SUSY) légère et lourde en 2009 [64]. En fonction du modèle choisi, les contraintes expérimentales sur l'espace des phases n'ont pas la même force.

Couplage de Yukawa

La sensibilité de la masse du quark top à la masse du boson de Higgs est principalement due à sa proximité avec l'échelle de brisure électrofaible. La valeur du couplage de Yukawa du quark top peut s'écrire

$$Y_t = \frac{\sqrt{2}m_t}{\nu} \sim 1 \quad (3.17)$$

avec $\nu = 246 \text{ GeV}$ et $m_t = 173.1 \text{ GeV}/c^2$. Cette valeur théorique proche de 1 a mené à la création de nombreux modèles où le quark top joue un rôle prédominant au sein du mécanisme de brisure de symétrie.

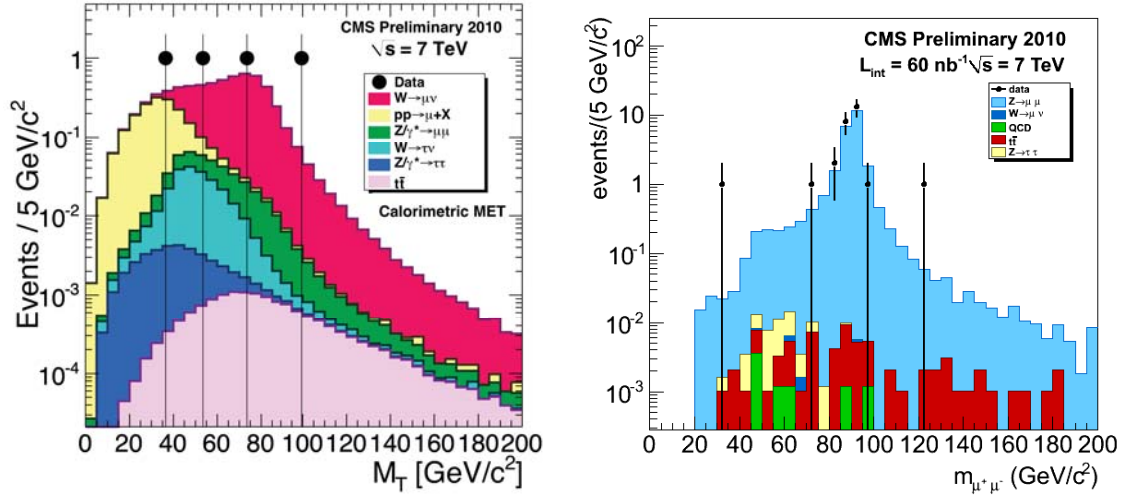
Il est donc attendu que le secteur du quark top soit particulièrement sensible à toutes preuves de la validité des modèles de nouvelle physique.

3.2.3 Bruit de fond des autres analyses

La désintégration des paires $t\bar{t}$ crée une multiplicité des jets assez importante (entre 2 et 6 jets), des leptons isolés provenant des bosons W et de l'énergie transverse manquante $\cancel{E}_T$ à cause du neutrino

La présence des leptons isolés et des jets rend la cinématique des événements $t\bar{t}$ similaire à celle d'autres processus du Modèle Standard tels que la production de boson

$W/Z^0 + jets$ dans les canaux semi-leptoniques et dileptoniques. De même la grande multiplicité des jets dans le canal hadronique présente de forte similitude avec les processus de type QCD. Il est donc important de séparer les différents composants pour comprendre les différents mécanismes de production. La figure 3.10 (a) et (b) représentent le cas de deux analyses portant sur $W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ et $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ respectivement qui utilisent les événements $t\bar{t}$ lors de la simulation pour la comparer à la prise de données.



(a) Distribution de la masse transverse M_T correspondant une la sélection d'événements de l'analyse $W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ [65] (b) Distribution de la masse $M_{\mu^+ \mu^-}$ des muons correspondant une la sélection d'événements de l'analyse $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ [66]

FIG. 3.10 – Exemples d'analyses utilisant $t\bar{t}$ comme bruit de fond sur les premières données

De même dans plusieurs modèles de nouvelle physique, les processus impliqués ont pour signature fondamentale la présence de jets, $\cancel{E}_T$ et de leptons. Les événements $t\bar{t}$ vont donc être un bruit de fond très important au vu de leur section efficace de production qui est nettement supérieure à celles des processus de nouvelle physique. La compréhension de la production des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard dans toutes les régions de l'espace des phases est donc primordiale pour être capable de trouver un signal de nouvelle physique avec des caractéristiques cinématiques proches.

3.3 La section efficace de production de paires $t\bar{t}$

Afin de pouvoir mener toutes les analyses précédentes, il convient de mesurer précisément la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ lors des collisions. Cette section efficace a déjà été prédite pour différentes énergies dans le centre de masse et vaut 165 pb pour $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ à l'ordre NLO+NLL [67], cependant ce calcul théorique possède plusieurs sources d'incertitude et a été établi dans des domaines énergétiques jusque-là inexplorés. Les données aideront à vérifier d'une part la prédiction des calculs et d'autre part si il existe des mécanismes de production de quarks top au-delà du Modèle Standard.

3.3.1 Détermination de la section efficace

Estimation théorique

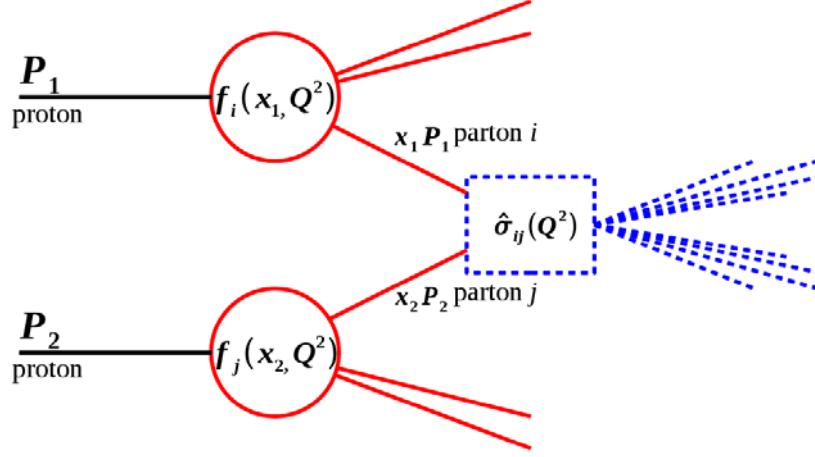


FIG. 3.11 – Description d'une collision dure en utilisant l'approche de factorisation

La production des paires $t\bar{t}$ dans les collisionneurs hadroniques est décrite par la théorie de la QCD perturbative. En effet la collision dure donnant naissance aux paires $t\bar{t}$ à partir des protons est le résultat de l'interaction entre les quarks et les gluons les constituants. La description d'une collision dure (FIG. 3.11) entre deux protons peut faire appel à deux contributions factorisables, la première à courte distance, qui est représentée en pointillé bleu, et la seconde à longue distance, qui est représentée en trait plein rouge. L'approche à courte distance correspond à l'interaction entre les partons i et j et sa section efficace est notée $\hat{\sigma}_{ij}$ et la partie à longue distance correspond à l'utilisation et à l'émission d'un des partons pour chaque proton. La section efficace totale d'un processus lors d'une collision de protons est obtenue lors de la factorisation des sections efficaces partoniques $\hat{\sigma}_{ij}$ par les fonctions de densité de probabilité (PDFs) des partons dans le proton $f(x_i, \mu_F^2)$ avec μ_F^2 l'échelle de factorisation¹ et x_i la fraction d'impulsion longitudinale emportée par le parton i au sein du proton.

La section efficace de production des paires $t\bar{t}$ est décrite par l'équation suivante :

$$\sigma_{t\bar{t}}(\sqrt{s}, m_t) = \sum_{i,j=q,\bar{q},g} \int dx_i dx_j f(x_i, \mu_F^2) f(x_j, \mu_F^2) \times \hat{\sigma}_{ij \rightarrow t\bar{t}}(\sqrt{s}, m_t, x_i, x_j, \alpha_S(\mu_R^2)) \quad (3.18)$$

où la sommation sur i, j prend en compte les différents processus $q\bar{q}, gg, gq \rightarrow t\bar{t}$. La section efficace du processus partonique $\hat{\sigma}_{ij}$ dépend de l'énergie dans le centre de masse des deux protons $\sqrt{s}$, des quantités d'impulsions emportées par les partons x_i et x_j , de la valeur de la masse du quark top m_t et de la valeur de la constante de couplage de l'interaction forte α_S évaluée à une échelle de renormalisation μ_R^2 de la théorie de la chromo-dynamique quantique. Cette constante de couplage est définie de manière

¹L'échelle de factorisation μ_F^2 indique dans quelle gamme d'énergie le proton va être sondé.

générale pour une moment transféré Q^2 par :

$$\alpha_S(Q^2, \mu_R^2) = \frac{\alpha_S(\mu_R^2)}{1 + \frac{\alpha_S(\mu_R^2)}{4\pi} b_0 \ln \frac{Q^2}{\mu_R^2}} \quad \text{avec} \quad b_0 = -\frac{2}{3}N_f + \frac{11}{3}N_c \quad (3.19)$$

où N_f est le nombre de saveurs (6) de quarks et N_c le nombre de couleurs (3).

Il est essentiel que les observables physiques ne doivent pas dépendre des méthodes de calculs ni des échelles de renormalisation ou de factorisation. Pour le calcul de la section efficace, ceci n'est vrai que si on somme tous les ordres de la théorie des perturbations, ce qui est en pratique irréalisable.

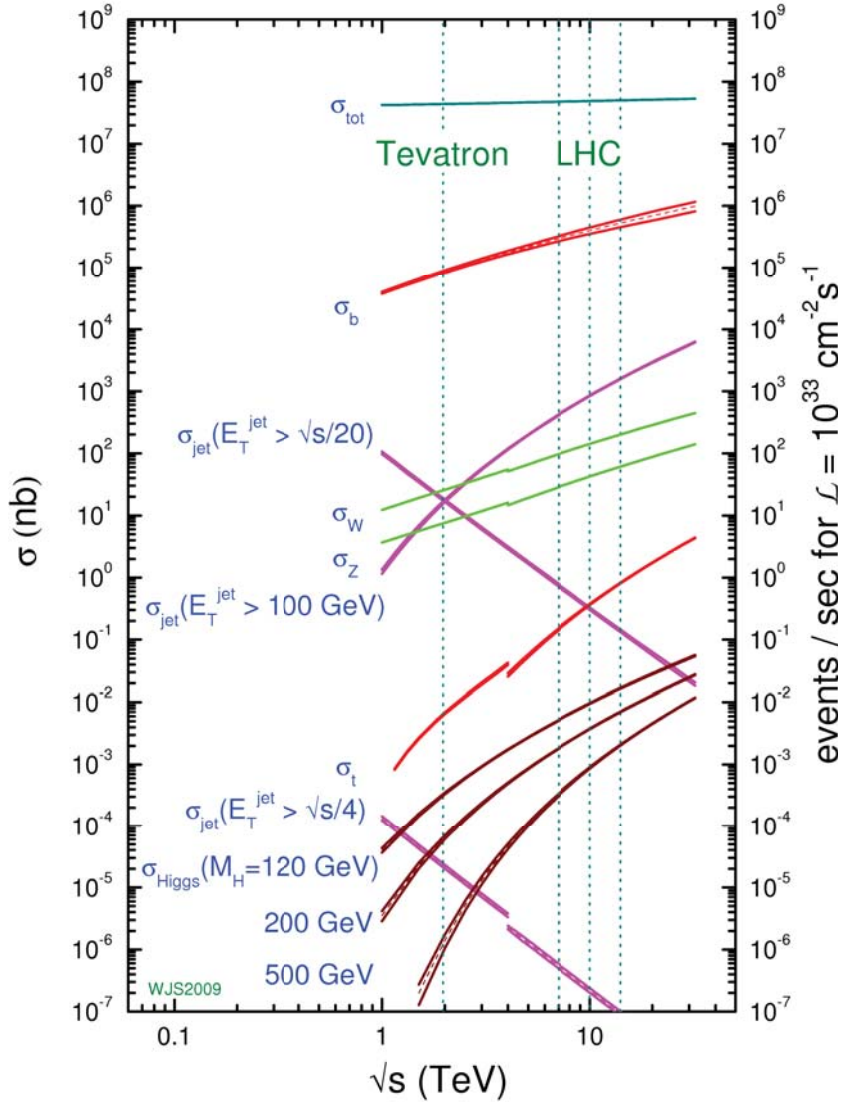


FIG. 3.12 – Prédictions théoriques pour les sections efficaces au LHC et au Tevatron [68] où σ_t représente la section efficace de production $t\bar{t}$. La rupture de pente à $\sqrt{s} = 4$ TeV correspond au passage du calcul pour une collision $p\bar{p}$ à une collision pp .

Cependant les dépendances d'échelle diminue d'une part avec l'utilisation de contributions d'ordres croissants dans la sommation du développement perturbatif de la chromodynamique quantique et d'autre part lorsque les échelles de renormalisation et de

factorisation sont de l'ordre de grandeur de l'énergie mise en jeu dans le processus [69, 70]. Pour la production des paires $t\bar{t}$, il sera typiquement utilisé $\mu_R = \mu_F = m_t$ car c'est la masse du quark top qui donne l'échelle des énergies en jeu dans le processus. La figure 3.12 représentent les sections efficaces théoriques des principaux processus qui ont lieu au Tevatron et au LHC en fonction de l'énergie dans le centre de masse. Il faut noter que les section efficaces de production de paires $t\bar{t}$ ou du boson de Higgs croissent plus vite en fonction de $\sqrt{s}$ que celles des bosons W/Z^0 ou de jets de b . En passant du Tevatron au LHC ($\sqrt{s} = 7$ TeV), il y aura en proportion moins de bruit de fond puisque σ_W et σ_{Z^0} croissent d'un facteur ~ 5 pendant que $\sigma_{t\bar{t}}$ croit d'un facteur ~ 30 .

Mesure expérimentale

Lorsque l'on veut mesurer expérimentalement une section efficace, on va s'intéresser à un état final bien défini, pour lequel on va établir un faisceau de sélection afin de compter les événements les passant.

Pour la production de paires $t\bar{t}$, il y aura autant de mesure de section efficace que de canaux de désintégrations avec une distinctions en fonction des leptons finaux pour les désintégrations semi-leptoniques et dileptoniques.

Une fois le canal sélectionné, la méthode la plus directe pour extraire une section efficace consiste à compter les événements qui passent des coupures cinématiques étudiées pour la sélection du signal et calibrées avec des données Monte-Carlo. La section efficace est alors calculée comme :

$$\sigma_{t\bar{t}} \times \mathcal{B} = \frac{N_{sel} - N_{bdf}}{\epsilon_{t\bar{t}} \times \int \mathcal{L}} \quad (3.20)$$

où N_{sel} est le nombre total d'événements sélectionnés, N_{bdf} le nombre d'événements de bruit de fond sélectionnés, $\epsilon_{t\bar{t}}$ l'efficacité de sélection de l'analyse sur les événements $t\bar{t}$, $\int \mathcal{L}$ la luminosité intégrée du lot de donnée analysé et $\mathcal{B}$ le rapport d'embranchement du canal de désintégration étudié. N_{bdf} et $\epsilon_{t\bar{t}}$ sont normalement déterminés à partir des données, cependant il est aussi possible d'utiliser les simulations Monte-Carlo avec leurs incertitudes inhérentes à leur production.

3.3.2 Incertitudes provenant du Modèle Standard

Lors des estimations théoriques de la section efficace de la production de paires $t\bar{t}$, il existe plusieurs sources d'incertitudes.

Sur la section efficace totale

Tout d'abord au niveau de la section efficace totale, il y a une forte incertitude liée à l'ordre de la dernière contribution utilisée lors de la sommation.

Le tableau 3.1 permet de se rendre compte de la variation de l'estimation de la section efficace lors du passage aux termes croissants dans le développement perturbatif de la chromodynamique quantique : de LO (le premier terme) à NLO (le second) puis

Collisionneur	LO (pb)	NLO (pb)	NLO+NLL (pb)
Tevatron ($\sqrt{s} = 1.96$ TeV)	4.37	$7.13^{+0.50}_{-0.86}$	$7.56^{+0.37}_{-0.44}$
LHC ($\sqrt{s} = 7$ TeV)	95	154.5 ± 20.1	165 ± 10

TAB. 3.1 – Sections efficaces $t\bar{t}$ aux ordres LO, NLO et NLO+NLL pour le Tevatron [71] et le LHC [67] pour $m_t = 173$ GeV/ c^2 et la configuration MRST

NLO+NLL (le suivant)² où chaque ajout de terme rend l'estimation plus précise. Il y a ainsi quasiment un facteur deux entre les estimations à l'ordre LO et celles à l'ordre NLO+NLL. De plus sur l'estimation de la section efficace obtenue à partir de l'ordre de sommation le plus élevé, il reste une erreur de 6% provenant de la dépendance en échelles, de la cinématique et des incertitudes sur les fonctions de densités de probabilités (PDFs) utilisées [67].

Le choix d'une série de PDFs qui décrivent la composition du proton introduit aussi une incertitude sur la section efficace totale. Il existe en effet plusieurs modèles décrivant la quantité xf d'un type de partons emportant une fraction x de l'énergie du proton lors d'un processus caractérisé par Q^2 .

Modèle PDFs	$\sigma(pp \rightarrow t\bar{t})_{LHC}^{NLO} / \text{pb}$ $\sqrt{s} = 14$ TeV, $m_t = 173$ GeV/ c^2
MRST	943^{+78}_{-51}
MSTW	918^{+64}_{-41}
CTEQ	894^{+74}_{-54}

TAB. 3.2 – Sections efficaces $t\bar{t}$ à l'ordre NLO en fonction du modèle de PDFs à $\sqrt{s} = 14$ TeV au LHC [67]

Le tableau 3.2 permet de se rendre compte des différences induites par l'utilisation de modèles de PDFs différents lors du calcul de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ avec une variation possible de l'ordre de 5%.

$m_t / \text{GeV}/c^2$	$\sigma(pp \rightarrow t\bar{t}) / \text{pb}, \sqrt{s} = 7$ TeV
172	170 ± 10
173	165 ± 10

TAB. 3.3 – Sections efficaces $t\bar{t}$ à l'ordre NLO+NLL en fonction de m_t au LHC avec configuration MSTW [67]

Enfin il y a une forte dépendance de la section efficace calculée avec la masse du quark top considérée (TAB. 3.3) où une variation de la masse du quark top de 1 GeV/ c^2 (0.6%) provoque une variation de 3% de la section efficace totale.

²LO= Leading Order ; NLO= Next to Leading Order ; NLL=Next to Leading Logarithm.

Sur les rapports d'embranchements

L'autre source d'incertitude dans le calcul de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ provient des rapports d'embranchement puisque la mesure expérimentale sera effectuée relativement à un canal de désintégration.

Le premier rapport d'embranchement est celui provenant de la désintégration du quark top. L'équation 3.8 associée aux valeurs des éléments de la matrice CKM concernant le quark top (page 79) permet de calculer l'incertitude sur le rapport d'embranchement de la désintégration du quark top :

$$\frac{\Delta\mathcal{B}(t \rightarrow W^+b)}{\mathcal{B}(t \rightarrow W^+b)} \approx 5\% \quad (3.21)$$

Il y a un deuxième rapport d'embranchement provenant de la désintégration du boson W dans ses différents canaux. Le tableau 3.4 résume les rapports d'embranchement pour

Canal	fraction
$e^+\nu_e$	$(10.75 \pm 0.13)\%$
$\mu^+\nu_\mu$	$(10.57 \pm 0.15)\%$
$\tau^+\nu_\tau$	$(11.25 \pm 0.20)\%$
qq'	$(67.60 \pm 0.27)\%$

TAB. 3.4 – Rapports d'embranchement pour la désintégration du boson W

la désintégration du boson W et ceux-ci sont tous connus avec une précision meilleure que le pour-cent. Dans le cadre de la désintégration semi-muonique de la paire $t\bar{t}$, on peut calculer que l'incertitude attendue sur la section efficace de production $t\bar{t}$ provenant des rapports d'embranchement de la désintégration du boson W est égale à 1.5% .

3.3.3 Implications de la nouvelle physique

La section efficace de production des paires $t\bar{t}$ est calculée au sein du Modèle Standard avec les paramètres les plus courants et les particules déjà découvertes. Cependant la présence de nouvelles particules ou de physique au-delà du Modèle Standard pourrait apporter des contributions supplémentaires à la production de quark top soit par l'ajout de résonances $t\bar{t}$ soit par la production de particules associées ou pourrait perturber les distributions différentielles obtenues sur une sélection d'événement $t\bar{t}$ par rapport au Modèle Standard.

Le boson de Higgs du Modèle Standard

Le boson de Higgs est défini tant dans le Modèle Standard que dans la plupart des modèles de nouvelles physiques. Il représente au sein du Modèle Standard la seule possibilité de production de résonances $t\bar{t}$. Pour cela il devrait avoir une masse supérieure à $350 \text{ GeV}/c^2$ (deux fois la masse du quark top). Sur une plage de m_{H^0} allant de 350 à $600 \text{ GeV}/c^2$, on peut observer que le rapport d'embranchement $\mathcal{B}(H^0 \rightarrow t\bar{t})$ croît rapidement de 3% à 20% à $480 \text{ GeV}/c^2$ pour décroître lentement ensuite et que la section

efficace de production σ_{H^0} décroît de 2.5 pb à ≈ 0.3 pb [72], il y a une contribution de l'ordre du pb à la production de paires $t\bar{t}$ à $\sqrt{s} = 7$ TeV.

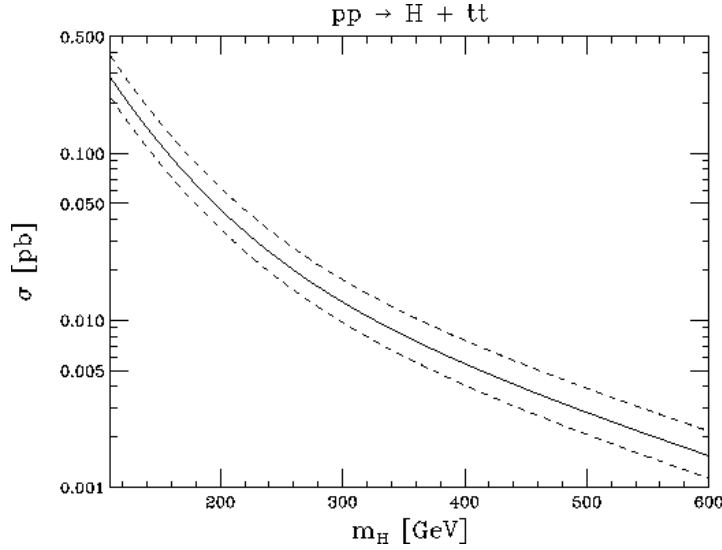


FIG. 3.13 – Section efficace de production $t\bar{t} H^0$ à l'ordre LO pour $\sqrt{s} = 7$ TeV en fonction de la masse du boson de Higgs. Les pointillés indiquent les incertitudes provenant des échelles de renormalisation et de factorisation

De plus le boson de Higgs du Modèle Standard peut être produit conjointement avec une paire $t\bar{t}$ avec une section efficace inférieure à 1 pb (FIG. 3.13).

La supersymétrie

La supersymétrie constitue une nouvelle symétrie globale de l'espace temps : à chaque boson du Modèle Standard est associé un fermion qui est son partenaire supersymétrique et *vice-versa*. Il existe plusieurs théories supersymétriques dont le modèle supersymétrique minimal (MSSM), la supergravité minimale (mSUGRA), la brisure de supersymétrie via les interactions de jauge (GMSB) et les versions avec anomalie (AMSB), qui diffèrent par la manière dont les super-partenaires acquièrent une masse mais qui ont en commun d'avoir un secteur de Higgs étendu avec au moins deux doublets de bosons de Higgs. Jusqu'à présent aucun partenaire supersymétrique n'a été observé et la supersymétrie doit donc être brisée pour que ceux-ci aient une masse élevée.

La version la plus simple (MSSM) implique la présence de deux doublets de bosons de Higgs complexes donnant naissance à 5 bosons de Higgs : h^0, H^0, A^0, H^+ et H^- , où A^0 est axial et $H^\pm$ est chargé. h^0 est le plus léger d'entre eux avec une masse à l'ordre LO inférieure à celle de Z^0 et il ne peut donc se désintégrer en paires $t\bar{t}$. Cependant H^0 et A^0 peuvent être suffisamment lourds pour dépasser les 350 GeV/ c^2 et permettre la production de résonances $t\bar{t}$.

Inversement si les bosons de Higgs chargés sont plus légers que le quark top alors le canal de désintégration $t \rightarrow H^+ b$, où le H^+ se désintègre préférentiellement en τ^+ et son neutrino associé, devient possible et va induire une réduction de la production

des événements contenant des e et des μ associée à un accroissement du comptage d'événements contenant des τ [73].

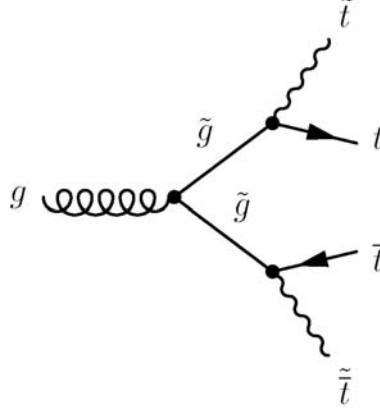


FIG. 3.14 – Diagramme de Feynman de la production de paires $t\bar{t}$ via des gluinos en SUSY

La présence des partenaires supersymétriques va aussi permettre la production de paires $t\bar{t}$ (FIG. 3.14), par exemple avec l'hypothèse d'un squark $\tilde{t}$ plus léger que t il existe un canal de production de paires $t\bar{t}$ non négligeables :

$$\sigma(pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) \times \mathcal{B}(\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{t}\tilde{t}) = 1.9 \text{ pb} \quad (3.22)$$

où la désintégration du $\tilde{t}$ va produire des jets et de l'énergie transverse manquante par l'émission d'un neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Les différents modèles de SUSY comportent des réactions induisant la production de paires $t\bar{t}$ résonantes ou non.

Les autres modèles

Les autres théories allant au-delà du Modèle Standard permettent toutes la production de paires $t\bar{t}$ par de nouveaux mécanismes associés à de nouvelles particules ou à des états excités nouveaux de particules déjà observées.

On peut citer en particulier les modèles de dimensions supplémentaires, tels que celui d'Arkani-Dimopoulos-Dvali ou celui de Randall-Sundrum, qui introduisent des résonances de spin 2 produisant des paires $t\bar{t}$ via la production de graviton ou d'excitation de Kaluza-Klein. Il y a aussi le modèle TopColor qui introduit de nouveaux bosons de jauge massifs dont le Z' pouvant se désintégrer en paires $t\bar{t}$. La section efficace de production de ces bosons Z' a déjà été contrainte par les expériences du Tevatron (FIG. 3.15 (a) et (b)) qui ont d'ailleurs exclu l'existence de boson Z' ayant une masse $M_{Z'} < 820 \text{ GeV}/c^2$ avec $\Gamma_{Z'} = 0.012 M_{Z'}$. Dans le cadre du modèle "Topcolor assisted Technicolor" et dans l'hypothèse d'un Z' leptophobique [76] avec une masse comprise entre $0.75 \text{ TeV}/c^2$ et $2 \text{ TeV}/c^2$, la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ associée est entre 0.1 pb et 15 pb [77] au LHC.

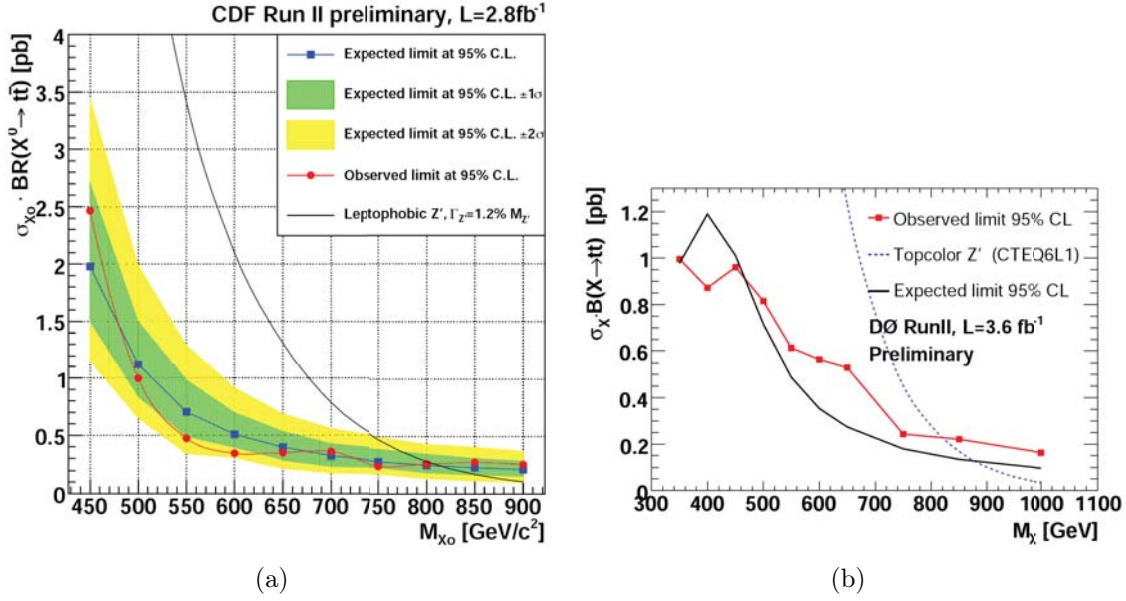


FIG. 3.15 – Limites à 95% CL pour la recherche de résonances de type Z' dans le spectre de masse $t\bar{t}$ dans les expériences CDF [74] (a) et DØ[75] (b)

Conclusion

Le quark top, étant le dernier à avoir été découvert et possédant la plus grande masse, est un véritable challenge pour la physique des particules telle qu'elle aura lieu au LHC. Il faut en effet mener à bien des mesures de précisions sur ses différentes caractéristiques physiques tant pour confirmer le Modèle Standard, qui avait prédit le quark top, que pour rechercher des signes de nouvelles physiques.

L'analyse de la production des paires $t\bar{t}$ et de leurs désintégrations représente un moyen privilégié d'accès à ces différents domaines de recherche. En premier lieu, la mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ permet de vérifier les prédictions provenant du Modèle Standard et d'apporter des éléments de réponse quant à la présence de nouvelle physique.

Les chapitre suivants concerneront la simulation et la reconstruction des événements au sein de l'expérience puis la mesure expérimentale de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$.

Chapitre 4

Génération, simulation et reconstruction des événements

L'analyse des données au sein de l'expérience CMS a nécessité un long travail préliminaire sur des simulations. En effet les simulations sont essentielles pour développer les stratégies expérimentales, évaluer les potentiels des analyses et comparer les prédictions théoriques aux données réelles. Dans ce chapitre seront présentés l'ensemble des outils utilisés pour la préparation à la mesure de section efficace de production de paires $t\bar{t}$ présentée dans le chapitre 5.

La simulation se divise en deux parties distinctes :

- la description de la physique fondamentale des collisions pp via des modèles d'interactions à laquelle on s'intéresse via la génération Monte-Carlo.
- la simulation du détecteur qui permet de rendre compte du passage des particules dans le détecteur et de la réponse de ce dernier.

Dans la première section sera présentée le fonctionnement des générateurs Monte-Carlo tel qu'ils sont utilisés pour la physique des particules.

Puis l'analyse qui a été menée au cours de cette thèse sur la comparaison de plusieurs générateur Monte-Carlo utilisé pour la physique du quark top sera décrite.

Au sein de la troisième section, le principe de la simulation du détecteur et son application sur les données simulées de l'expérience CMS seront présentés.

Ce chapitre se conclura sur les sections correspondant aux algorithmes dédiés à la reconstruction des objets de plus haut niveau tels que les leptons et les jets. Ces derniers sont les éléments de base de toutes les analyses de physique.

4.1 La génération Monte-Carlo

Un générateur Monte-Carlo [78] utilise pour une processus $ab \rightarrow XY$ donné les différents éléments de matrice $2 \rightarrow 2$, $2 \rightarrow 1$ et $1 \rightarrow 2$ pour calculer la section efficace de production σ du processus et décrire la composition et les caractéristiques cinématiques des partons issus du processus. Ces derniers sont obtenus grâce à des tirages aléatoires du type Monte-Carlo de telle manière à retrouver les distributions probabilistes décrites par

la mécanique quantique sous-jacente à la théorie. Le processus et les partons tels qu'ils sont décrit par un générateur Monte-Carlo n'ont pas eu d'interaction avec le détecteur.

4.1.1 La chaîne de génération

La génération Monte-Carlo peut être décomposée en plusieurs étapes indépendantes, dont les principales sont les suivantes [79] :

- L'énergie des protons au sein des collisionneurs impose la description de la structure interne des protons. En effet ce sont directement les partons les constituants qui vont interagir et il est essentiel de connaître leurs populations et les énergies mises en jeu. Ces informations sont fournis par les fonctions de densité de probabilité (PDFs) du proton, qui pour une fraction de l'énergie du proton "x" donnée détermine quelle est la probabilité d'existence xf_i du parton i au sein du proton pour une échelle en énergie Q^2 .
- Le processus, auquel on s'intéresse, est constitué de la collision des deux partons initiaux et des particules qui en sont issues. La description au niveau des éléments de matrice de ce processus correspond à ce qui est nommé "événement dur" et aboutit à la production des partons directement issus du processus dur. Cependant statistiquement la collision entre les protons conduit majoritairement à de simples interactions particule-particule telles que de la diffusion élastique et des interactions diffractives entre les protons, l'ensemble de ces interactions est nommée "événements de biais minimum" (Minimum Bias) car ils correspondent à l'intégralité des événements qui seraient sélectionnés s'il n'y avait pas de condition de déclenchement. Ces événements doivent aussi être ajouté à la descriptions de l'événement dur.
- La présence de particules possédant une charge de couleur et/ou électrique induit la production de radiations par les partons entrant et sortant. La description de ces émissions est généralement modélisée par ce que l'on nomme "Parton Shower" ou générateur à gerbe partonique [78]. Ces radiations sont composées de gluons et de photons et peuvent être cataloguées en fonction de leur production antérieure ou postérieure à l'événement dur :
 - avant la production de l'événement dur : ce sont les radiations initiales (Initial State Radiation). Ces irradiations peuvent causer la production de jets dans une direction proche de celle des hadrons incidents.
 - après la production de l'événement dur : ce sont les radiations finales (Final State Radiation). Celles-ci sont la principales sources des radiations émises collinéairement aux partons issus de l'événement dur.
- Les partons émis lors du processus s'éloignent les uns des autres et les interactions entre ceux-ci ne peuvent plus être décrits par le calcul perturbatif à cause de la valeur croissante de la constante de couplage g_s . On utilise donc des modèles d'hadronisation [80, 81] pour décrire la formation des particules détectables de charge de couleur neutre.
- Les différentes particules produites peuvent être instables (en particulier pour les hadrons) avec des temps de vie de variés. L'étape suivante correspond à la prise en compte de la désintégration des particules instables (mésons, baryon, ...). Les produits de désintégrations sont obtenus en accord avec l'espace des phases connus de la particule mère à partir des modes de désintégration et de leur rapport

d'embranchement.

- Finalement seul un parton par proton incident est utilisé pour les interactions simulés. Les autres partons, qui composaient les protons, continuent de se propager dans la même direction que le proton initial tout en rayonnant et s'hadronisant. Il s'agit d'une source additionnelle d'énergie pouvant atteindre le détecteur, celle-ci est nommée "événement sous-jacent" et est décrite par des modèles spécifiques [82, 83].

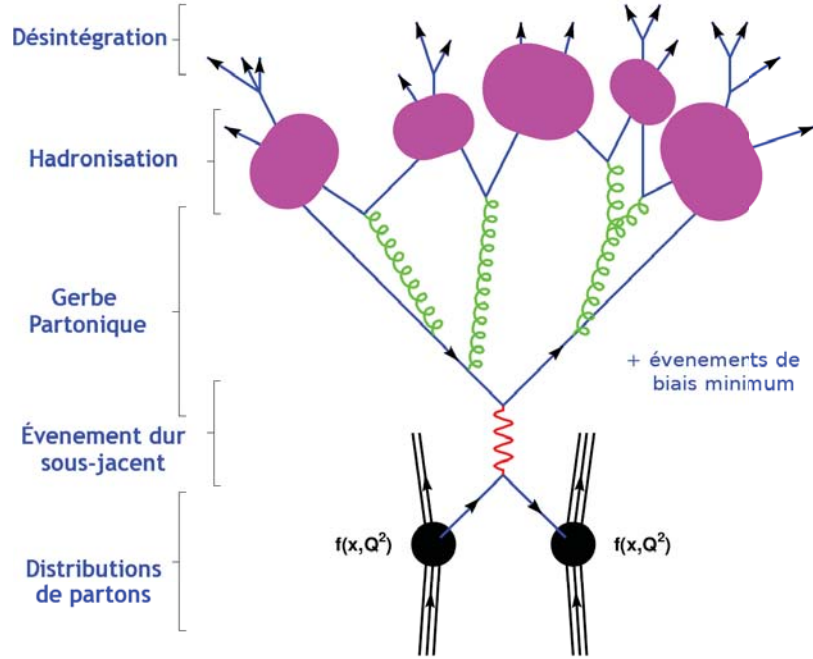


FIG. 4.1 – Description schématique de la chaîne de génération Monte-Carlo. Les radiations ISR et les événements sous-jacents ne sont pas représentés.

La figure 4.1 permet de résumer l'ensemble de cette séquence. Il existe de nombreux générateurs aux capacités diverses se rangeant en pratique dans deux catégories : il y a ceux qui s'arrêtent à la génération de l'événement dur que l'on nommera générateurs à éléments de matrices (Matrix Element) et ceux qui gèrent l'intégralité de la chaîne de génération que l'on nommera générateurs à gerbes partoniques (Parton Shower). PYTHIA [84] et HERWIG [85] sont des générateurs à gerbes partoniques polyvalents et généraux en terme de processus physiques décrits. Tandis que d'autres sont plus spécialisés au niveau des éléments de matrice et/ou ne traitent pas la chaîne complète de génération et doivent dans ce cas être combinée à un générateur à gerbe partonique pour décrire le Parton Shower et l'hadronisation. Pour la physique du quark top, les principaux générateurs utilisés sont MadGraph/MadEvent [86] et ALPGEN [87]. Ces générateurs à éléments de matrices seront présentés plus loin et utilisés en association avec PYTHIA pour l'analyse présentée dans le chapitre 5.

Le produit final des générateurs Monte-Carlo consiste en une collection d'"événements" constitués de particules dans un état final observable (photons, leptons et hadrons) avec leurs caractéristiques cinématiques complètes et l'information sur les vertex de l'événement.

4.1.2 Les fonctions de distribution des partons

Comme cela a été expliqué dans le chapitre précédent, le calcul de la section efficace dépend de la nature des partons, de la distribution de la fraction d'impulsion x emportée par un parton au sein d'un proton et de l'échelle en énergie virtuelle Q^2 à laquelle le proton est sondé.

Les PDFs ne peuvent pas être calculées de manière perturbative, elles ne peuvent être déterminées qu'à partir d'ajustements globaux sur les données existantes. La principale source d'information provient de la mesure des diffusions inélastiques des leptons sur les hadrons ainsi que de la production de paires de leptons dans les collisions hadroniques. Chaque nouvelle expérience avec une énergie plus importante et des conditions d'obtention des particules différentes contribue à l'amélioration de ces fonctions. L'étude de la production des jets au Tevatron et à DESY ont ainsi considérablement contribué à la connaissance des fonctions de distributions des gluons $xf_g(x, Q^2)$ et des quarks $xf_q(x, Q^2)$.

Ainsi les PDFs sont mises à jour à chaque fois que de nouvelles données ou de nouvelles théories arrivent. Les deux principaux groupes fournissant les paramètres des PDFs sont CTEQ [88] et MSTW [89]¹.

Cependant au LHC les conditions des collisions, pp à $\sqrt{s}$ de 7 à 14 TeV, sont tellement inédites qu'elles dépassent les gammes en x et Q^2 sondées jusqu'à présent. En effet la grande énergie dans le centre de masse permet de sonder le proton plus en profondeur donc à très grand Q^2 , et la grande impulsion des protons permet d'observer des partons de très faibles fractions d'énergie x tout en restant observable. Il sera donc nécessaire d'extrapoler les PDFs dans ces domaines.

Lors de la production des paires $t\bar{t}$ au LHC, la fraction d'impulsion x et l'échelle en énergie Q^2 sont définies par :

$$Q = M_{t\bar{t}} \quad \text{et} \quad x_{1,2} = \frac{M_{t\bar{t}}}{\sqrt{s}} e^{\pm y} \quad (4.1)$$

où $\sqrt{s}$ est l'énergie dans le centre de masse égale à 7 TeV, y est la rapidité du système $t\bar{t}$ et $M_{t\bar{t}}$ la masse invariante de la paire $t\bar{t}$. On peut alors prendre comme point de référence le cas de la production de paires $t\bar{t}$ au seuil avec un système non accéléré, $y = 0$ et $M_{t\bar{t}} = 350 \text{ GeV}/c^2$ et on obtient alors $x_1 = x_2 = 0.05$.

La figure 4.2(a) représente les distributions de PDFs dans le modèle CTEQ5L pour $Q^2 = (350 \text{ GeV})^2$ et permet d'apprécier le mode de production des paires $t\bar{t}$. En effet les paires $t\bar{t}$ pouvant être produites par fusion de gluon ou annihilation de quarks/anti-quarks, la fraction des paires $t\bar{t}$ produites par fusion de gluon est donnée par la formule :

$$\frac{\sigma(gg \rightarrow t\bar{t})}{\sigma(pp \rightarrow t\bar{t})} = \frac{xf_g(x_{t\bar{t}}, Q_{t\bar{t}}^2)^2}{xf_g(x_{t\bar{t}}, Q_{t\bar{t}}^2)^2 + 2 \sum_{q_i, \bar{q}_i} xf_{q_i}(x_{t\bar{t}}, Q_{t\bar{t}}^2) \times xf_{\bar{q}_i}(x_{t\bar{t}}, Q_{t\bar{t}}^2)} \quad (4.2)$$

Ainsi pour $M_{t\bar{t}} = 350 \text{ GeV}/c^2$, $(92 \pm 16)\%$ de la production de paires $t\bar{t}$ provient de la fusion de gluons, ce pourcentage baisse lorsque $M_{t\bar{t}}$ croît $((74 \pm 14)\%$ à $1 \text{ TeV}/c^2$) [90]. Malgré les fortes incertitudes sur les composantes de la PDF (FIG. 4.2(b)), le mode de production dominant des paires $t\bar{t}$ est par fusion de gluons.

¹La collaboration MSTW remplace la collaboration MRST depuis 2008.

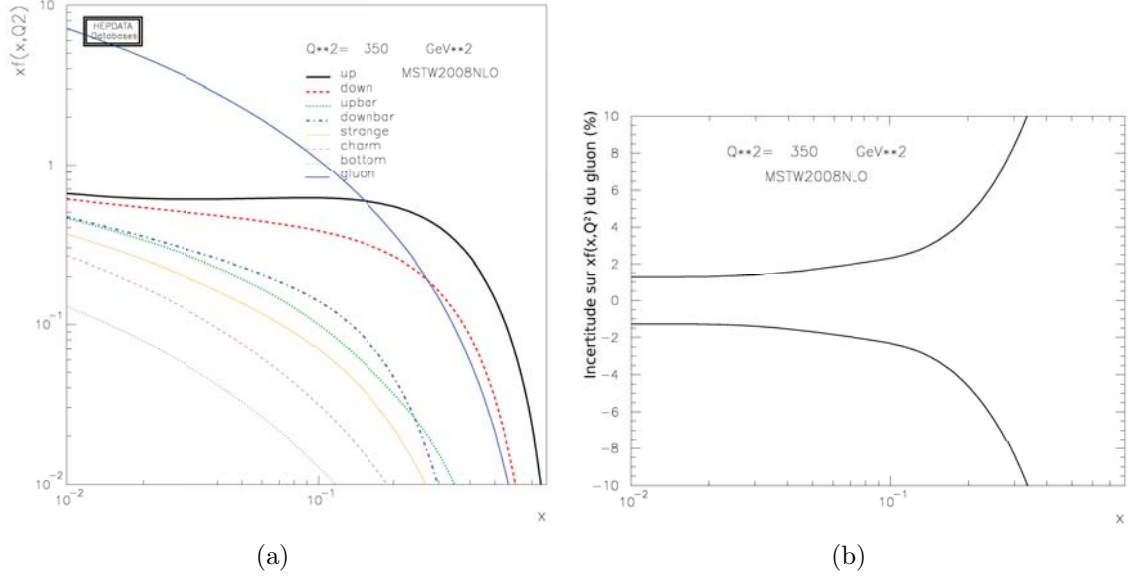


FIG. 4.2 – Distribution des principales PDFs (a) et erreur sur la PDF du gluon (b) pour le modèle MSTW2008NLO en fonction de x pour $Q^2 = (350 \text{ GeV})^2$ [90]

4.1.3 Description de l'événement dur et de la gerbe partonique

Il s'agit des deux étapes dont les générateurs Monte-Carlo s'occupent.

L'événement dur

Dans le cadre de la physique des particules, l'événement dur est l'ensemble des processus qui, à partir de l'interaction entre deux partons i et j , peut fournir un état final X . L'état final est ici constitué de particules élémentaires stables ou non. Il faut évaluer tous les processus $ij \rightarrow X$ de section efficace $\hat{\sigma}_{ij \rightarrow X}$ et faire intervenir les PDFs des deux partons $x f_{i/j}(x_{1/2}, Q^2)$. La section efficace inclusive de production de l'état X est alors obtenue en intégrant toutes les contributions possibles aux ordres considérés via la formule suivante :

$$\sigma_X = \sum_{i,j} \iint dx_1 dx_2 f_i(x_1, Q^2) f_j(x_2, Q^2) \times \hat{\sigma}_{ij \rightarrow X} \quad (4.3)$$

Dans ce calcul, il y a sommation de toutes les contributions des partons initiaux : spin, couleur, saveur et intégration sur les fractions $x_{1/2}$ d'impulsions emportées par les partons i et j .

Les générateurs d'événement utilisent des séries tronquées sur le développement perturbatif de $\hat{\sigma}_{ij \rightarrow X}$ pour déterminer les contributions du processus. Un tirage aléatoire de type Monte-Carlo est utilisé sur les variables intervenant dans les sommations et intégrations afin de refléter le caractère probabiliste des équations lors de la production des événements.

La gerbe partonique

L'application de la gerbe partonique (ou Parton Shower) se situe entre la génération de l'événement dur et l'hadronisation, au moment où les calculs perturbatifs ne peuvent plus être utilisés car la constante de couplage est trop grande. Dans ce cas le Parton Shower permet de décrire les cascades de radiations provenant des partons émis par l'événement dur à travers une approche probabiliste gouvernée par les équations DGLAP (ou équation d'Altarelli-Parisi) [91] qui décrivent l'évolution de la densité de partons.

Il s'agit d'une méthode phénoménologique issu de la QCD qui n'est valide que dans l'approximation colinéaire de l'émission des radiations par rapport au parton. Celle-ci respecte la structure globale de l'événement cependant elle possède des limitations en particulier pour la multiplicité des jets additionnels et leur distribution en p_T .

De plus au sein des générateurs à gerbe partonique, les modèles d'hadronisation et de désintégration ont été implémentés en prenant en compte les différents rapports d'embranchement et les temps de vie des particules créées. Un générateur à gerbe partonique produit donc des événements contenant des particules finales telles qu'elles sont avant d'interagir avec le détecteur.

Au sein de l'expérience CMS, les générateurs PYTHIA et HERWIG sont largement utilisés tant pour la diversité des signaux qu'ils peuvent produire que pour leur capacité à produire le Parton Shower, l'hadronisation et la désintégration des particules, fournissant ainsi des données prêtes pour la simulation du détecteur.

4.2 Comparaison de différents générateurs pour la physique du top

Cette analyse a pour but la validation et la comparaison de plusieurs générateurs Monte-Carlo pour la physique du quark top. Il est en effet important de comprendre le contenu physique et la caractéristique de chacun avant d'établir une stratégie de pour la génération d'événements mais aussi de tester que les générateurs interfacé dans CMSSW avec un contenu physique comparable donnent des prédictions consistantes en terme de distributions différentielles.

4.2.1 Les générateurs en présence

La génération des événements $t\bar{t}$ au sein de l'expérience CMS est faite majoritairement de deux manières : avec des calculs soit à l'ordre LO soit à l'ordre HLO (Higher Leading Order). Ce dernier est obtenu par l'ajout d'une radiation de jets à l'ordre LO avec les éléments de matrice et par son mélange correct avec le Parton Shower via des routines spécialisées.

Il est de plus possible de simuler au niveau NLO de la production de paires $t\bar{t}$ avec MC@NLO [92]. La description à l'ordre NLO traite d'une façon exacte l'ordre au-delà du LO en combinant les corrections réelles et virtuelles (boucles). La première émission de jet supplémentaire est alors plus correctement décrite que par le Parton Shower.

Cependant l'échantillon Monte-Carlo provenant de MC@NLO ne disposait pas d'une statistique suffisante pour être comparé aux autres.

La production à l'ordre LO du quark top peut être envisagée de deux façons : soit avec une approximation de bande étroite où les quarks top sont générés sur leur couche de masse avant d'être désintégrés, soit avec une approche à six fermions où la configuration des fermions finaux est générée en prenant en compte tous les diagrammes contribuant à l'amplitude. La deuxième méthode permet de parfaitement tenir compte des effets de largeurs et d'interférence.

L'analyse s'est concentrée sur des générateurs déjà parfaitement intégrés dans l'interface avec CMSSW :

- **TopRex**(LO) [93] : Il s'agit d'un générateur construit comme sur-couche de PYTHIA prévue pour la production de paires $t\bar{t}$ incluant la corrélation de spin lors la désintégration des quarks top. La génération des quarks top s'effectue sur leur couche de masse et une correction de type Breit-Wigner est appliquée *a posteriori*.
- **ALPGEN**(HLO) [87] : ALPGEN est un générateur à éléments de matrice qui permet de générer des événements $t\bar{t}$ avec des radiations supplémentaires impliquant jusqu'à 4 jets. La correspondance entre les radiations provenant des éléments de matrice et celles du Parton Shower est effectuée via le schéma MLM [94].
- **MadGraph**(LO,HLO) [86] : Il peut être utilisé pour les différents types de générations décrites ci-dessus, y compris avec la correspondance entre les éléments de matrice et le Parton Shower pour les radiations [95]. Afin d'être comparable avec les autres générateurs, MadGraph a été utilisé comme un générateur standard LO générant des paires $t\bar{t}$ avec l'approximation des quarks top sur la couches de masse et comme un générateur moderne avec procédure de correspondance des jets de radiation.
- **Phantom**(LO) [96] : Phantom est le seul générateur à 6 fermions à avoir été utilisé. L'état final $b\bar{t}\nu bqq'$ est compatible avec une production $t\bar{t}$ où les états intermédiaires contenant une boson de Higgs ont été supprimés. En plus du processus $pp \rightarrow t\bar{t}$, Phantom va aussi produire tous les processus du Modèle Standard pouvant fournir l'état final souhaité.

Les générateurs ALPGEN, MadGraph et Phantom sont interfacés avec PYTHIA pour la production du Parton Shower ainsi que l'hadronisation et la désintégration des particules. Le nombre total d'événements utilisé pour la comparaison est donné dans le tableau 4.1.

Générateur	Production	Type	N_{evt}
TopRex	officielle CMS	$t\bar{t}$ inclusif	1.5×10^6
ALPGEN	officielle CMS	$t\bar{t} + N$ jets, $N = 0 \dots 4$	2×10^5
Phantom	privée	$pp \rightarrow b\bar{t}\nu bqq'$	5×10^5
MadGraph	privée	$t\bar{t}$ inclusif	3×10^6
		$t\bar{t} + N$ jets, $N = 0 \dots 3$ Z' 1, 2, 3, 4 TeV/ c^2	2×10^5 chacun

TAB. 4.1 – Échantillons Monte-Carlo utilisés lors de la comparaison.

Afin de pouvoir comparer les différents générateurs, il a été utilisées dans la me-

sure du possible les mêmes conditions de faisceaux (énergie, luminosité) et de physique (sauf masse du quark top²) lors des générations d'événements avec le modèle de PDFs CTEQ5L. Les comparaisons sont effectuées au niveau générateur après les radiations du Parton Shower. Les événements contiennent tous au moins un quark top se désintégrant dans le canal leptonique.

Les variables sont obtenues à partir des quarks et leptons avant leur radiation dans l'état final. Certains générateurs n'ont pas de particules intermédiaires explicites dans la chaîne de désintégration, afin d'éviter des biais dans la reconstruction des événements provenant des plusieurs générateurs, les bosons W et les quarks top sont reconstruits en associant les deux b les plus énergétiques et de signes opposés avec une paire de quarks ou de leptons possédant une charge compatible avec une production de quark top et qui partagent la même particule mère (pour Phantom) ou grand-mère (pour les autres) que les quarks b . Dans les rares cas où plus d'une paire satisfait les conditions, celle donnant au W la masse la plus proche de la valeur nominale était choisie.

Toutes les variables sont donc extraites des fermions puis comparées. Il faut noter que ces variables sont par construction sensibles aux radiations dans l'état initial ou intermédiaire (du quark top) mais pas aux radiations dans l'état final (FSR) qui proviennent du Parton Shower. Tous les graphiques de cette comparaison ont été normalisés à l'unité.

Dans un premier temps on compare le générateur à six fermions à un générateur plus standard et on valide le contenu physique de MadGraph. Puis l'importance de la correspondance de jets sera étudiée en comparant ALPGEN et MadGraph.

4.2.2 La génération à six fermions versus standard des paires $t\bar{t}$

On a d'abord comparé la génération standard des paires $t\bar{t}$ et celle utilisant l'approche à six fermions, la première a été obtenue avec TopRex et MadGraph et la seconde avec Phantom. Le but est double : valider le générateur standard MadGraph en comparaison avec TopRex et voir quelle est la sensibilité aux effets d'interférence.

Radiations et résonances intermédiaires

En premier lieu, les distributions angulaires et cinématiques de ces trois générateurs ont été étudiées. On a observé d'une part qu'il y a un bon accord général entre les prédictions de TopRex et celle de MadGraph dans tous l'espace des phases avec des différences typiquement en dessous de 10%. Par contre, avec une interface directe des événements générés avec PYTHIA, il y a des différences nettes entre Phantom et les autres générateurs en particulier pour les variables les plus sensibles à la radiation.

En effet si on observe les variables cinématiques de la paire $t\bar{t}$ ou des quarks top telles que le p_T de la paire $t\bar{t}$ (FIG. 4.3 (a)) et la pseudo-rapacité du quark top (FIG. 4.4 (a)), on peut observer une nette différence de comportement entre Phantom d'une part et MadGraph/TopRex d'autre part. En effet si on effectue le rapport entre les distributions, on trouve qu'il y a une différence de plusieurs ordres de grandeur sur le

²Une masse de $175 \text{ GeV}/c^2$ a été utilisée pour le quark top sauf pour MadGraph où $m_t = 174.3 \text{ GeV}/c^2$.

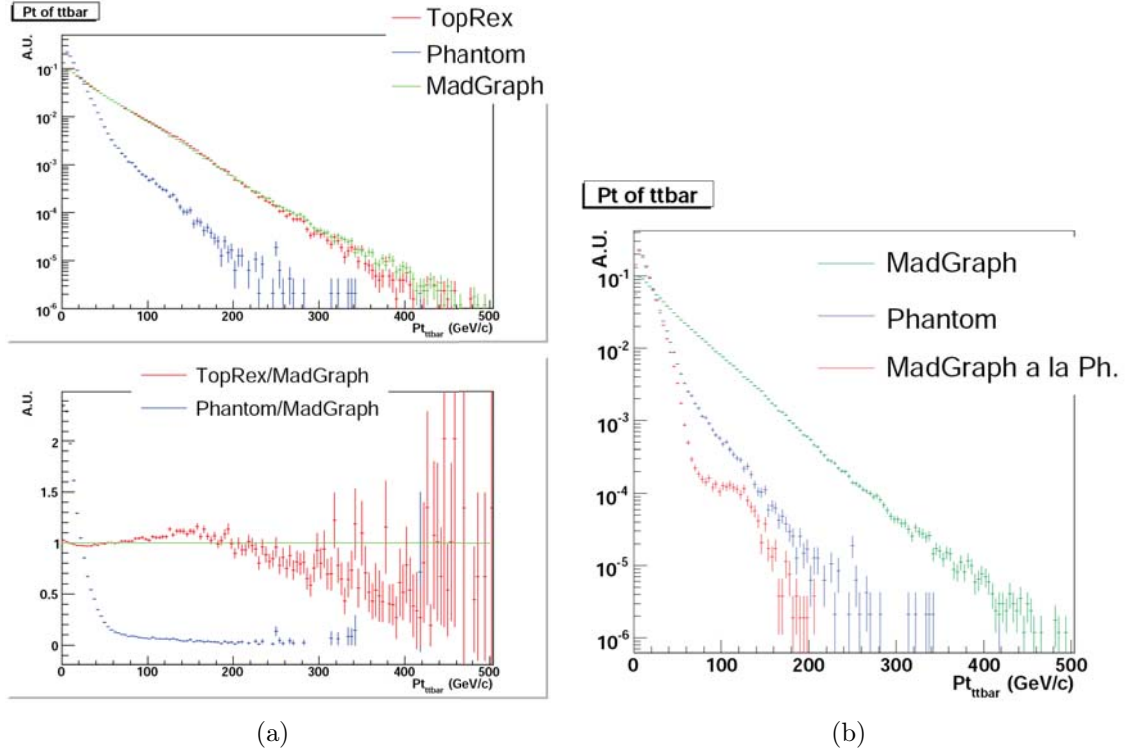


FIG. 4.3 – Distributions du p_T de la paire $t\bar{t}$ pour TopRex, MadGraph et Phantom (a) et pour Phantom, MadGraph et MadGraph à la Phantom (b). La distribution de gauche est accompagnée juste en dessous par le rapport entre les histogrammes.

p_T de la paire $t\bar{t}$ à partir de 50 GeV/c tandis que pour η_t on trouve une différence de l'ordre de 20% pour $|\eta_t| > 3$.

Le moment transverse de la paire $t\bar{t}$ est particulièrement intéressant puisqu'il correspond au moment transverse total des radiations de gluon. En pratique ce qui est affiché représente majoritairement le moment transverse des radiations tel qu'il est ajouté par PYTHIA lors du Parton Shower.

On a trouvé que la principale source des différences est le contenu physique des événements tels qu'il est obtenu par un générateur standard ou un code à six fermions et qui est mis en entrée de PYTHIA pour les radiations. En effet Phantom ne présente pas de bosons ou de quarks intermédiaires dans l'historique de l'événement, alors que pour MadGraph et TopRex les W et les quarks top sont des particules qui peuvent irradier et jouent de toutes façons un rôle dans la procédure de radiation, car lors du Parton Shower les masses invariantes des particules intermédiaires sont préservées.

PYTHIA [78, 84], qui est en charge des radiations et du Parton Shower, autorise les radiations à partir des quarks top et surtout contraint les radiations issus des quarks b . La masse du quark top est préservée au cours du processus en donnant au W le recul nécessaire, et lorsque le W se désintègre, les paires $q\bar{q}$ peuvent aussi irradier et dans ce cas la masse du W est préservée. Ces conditions ne peuvent pas être appliquées si une liste simple de six fermions est donnée sans les informations sur la dynamique sous-jacente.

Cette hypothèse a été vérifiée en produisant un fichier MadGraph dans lequel les

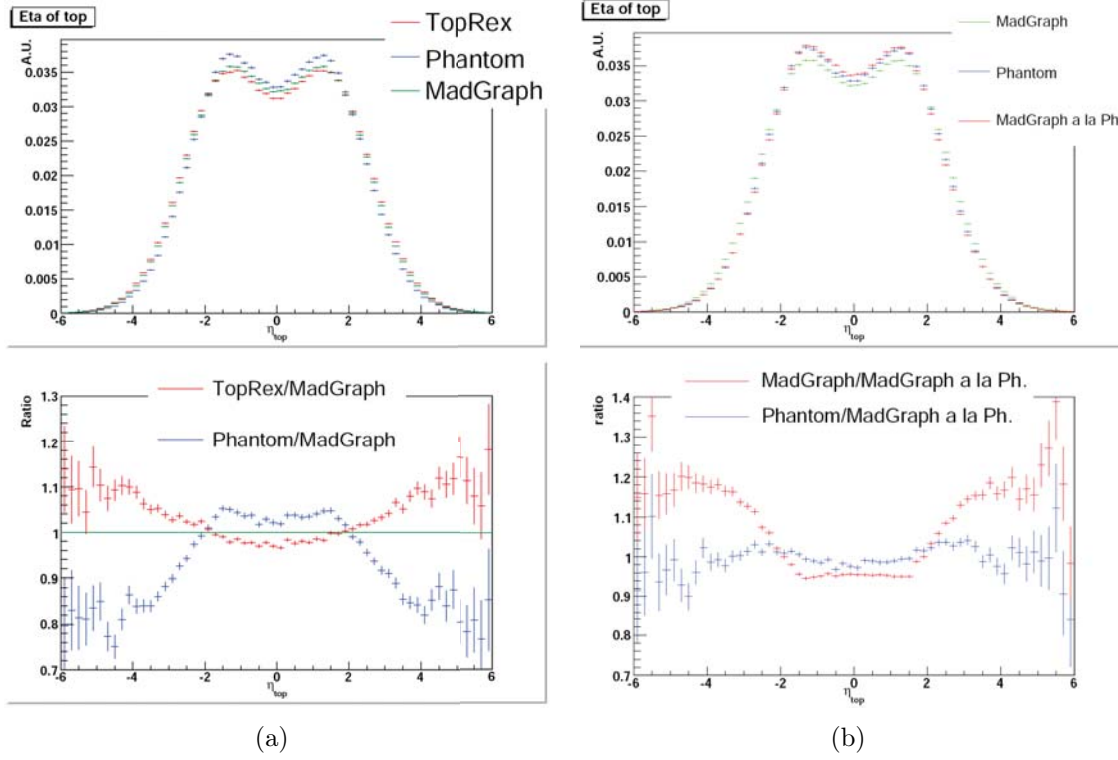


FIG. 4.4 – Distributions de la pseudo-rapidity du quark top pour TopRex, MadGraph et Phantom (a) et pour Phantom, MadGraph et MadGraph à la Phantom (b). Chaque distribution est accompagnée juste en dessous par le rapport entre les histogrammes.

bosons W et les quarks top ont été retirés de l'historique de l'événement avant que PYTHIA ne gère la gerbe partonique. Ce fichier MadGraph a été nommé "MadGraph à la Phantom". On peut observer sur les figures 4.3 (b) et 4.4 (b) que le comportement de Phantom se rapproche nettement plus de celui de "MadGraph à la Phantom" que de MadGraph. En particulier pour η_t la différence est maintenue en dessous de 10%.

Il faut donc comprendre que la différence de comportement ne vient pas d'une limite du code à six fermions, qui au contraire décrit la réalité d'une manière plus complète, mais est plutôt le signe d'un problème de définition de l'interface de radiation.

Effets des diagrammes supplémentaires

Comme après l'ensemble des radiations il y a des différences importantes selon qu'il y ait ou non les particules intermédiaires dans le fichiers Les Houches [97] d'échange entre le générateur à élément de matrice et le générateur à gerbe partonique, on a comparé Phantom à la version modifiée du fichier Les Houches de MadGraph ne comportant ni les quarks top ni les bosons W .

La présence des diagrammes supplémentaires est visible sur la distribution de masse des quarks top (FIG. 4.5). Les trois générateurs sont d'accord sur la description de la Breit-Wigner, même si TopRex présente une coupure à $\pm 30 \text{ GeV}/c^2$ autour du pôle ce qui indique que cet échantillon n'est pas utile loin de la masse du quark top. Bien que MadGraph et Phantom soient en accord à hautes masses, Phantom présente un excès pour les basses masses qui dénote la présence de contributions supplémentaires.

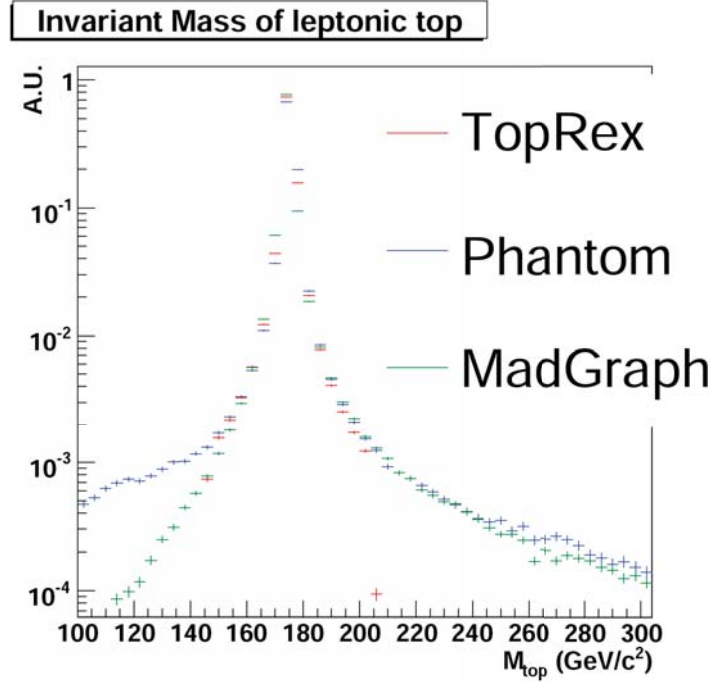


FIG. 4.5 – Masse invariante du système leptonique $b\ell\nu_\ell$ pour MadGraph, Phantom et TopRex dans leurs versions originales.

À partir de cette figure, on a pu conclure que l'utilisation d'un générateur à six fermions était un choix robuste pour la description du bruit de fond d'une analyse concernant la physique éloignée du double pic de masse des quarks top dans une paire $t\bar{t}$ pour une configuration à six fermions. Cependant pour déterminer si les diagrammes supplémentaires et les effets d'interférences ont un effet dans le cadre du régime $t\bar{t}$, on a décidé d'appliquer à Phantom et MadGraph une condition de couche de masse sur l'un des deux quarks top reconstruit : $m_t - 3\Gamma_t < m_{b\ell\nu, bq'} < m_t + 3\Gamma_t$, en effet les contributions des diagrammes supplémentaires ont une influence croissante avec l'éloignement au pic de masse.

Les distributions représentées sur les figures 4.6 et 4.7, où “cut” indique la coupure dans le spectre de masse des quarks top, représentent des variables qui devraient être sensible aux contributions supplémentaires, telles que les variables cinématiques du quark top (FIG. 4.6 (a) et (b)), et les deux rapports calculés pour chaque distribution ne possèdent pas de différence appréciables entre ceux calculés avec la coupure dans le spectre de masse et ceux calculés avec l'intégralité du spectre de masse. Les diagrammes supplémentaires de Phantom agissant principalement loin du pic de masse du quark top, la coupure dans le spectre de masse permet d'obtenir des lots d'événements générés pour lesquels la contribution $t\bar{t}$ est dominante. L'absence d'effet de la coupure signifie que les effets des diagrammes supplémentaires peuvent être négligés dans le domaine $t\bar{t}$, comme le prouve le spectre de masse invariante de la paire $t\bar{t}$ (FIG. 4.7 (a)).

Cependant les effets peuvent devenir important lorsque notre intérêt porte sur des domaines de l'espace de phase qui ne sont pas dominés par la production $t\bar{t}$. On peut en apercevoir notamment une confirmation à travers le spectre en p_T du quark b (FIG. 4.7 (b)) où il y a une différence de l'ordre de 20–30% pour $p_T < 30$ GeV/c. À l'heure actuelle

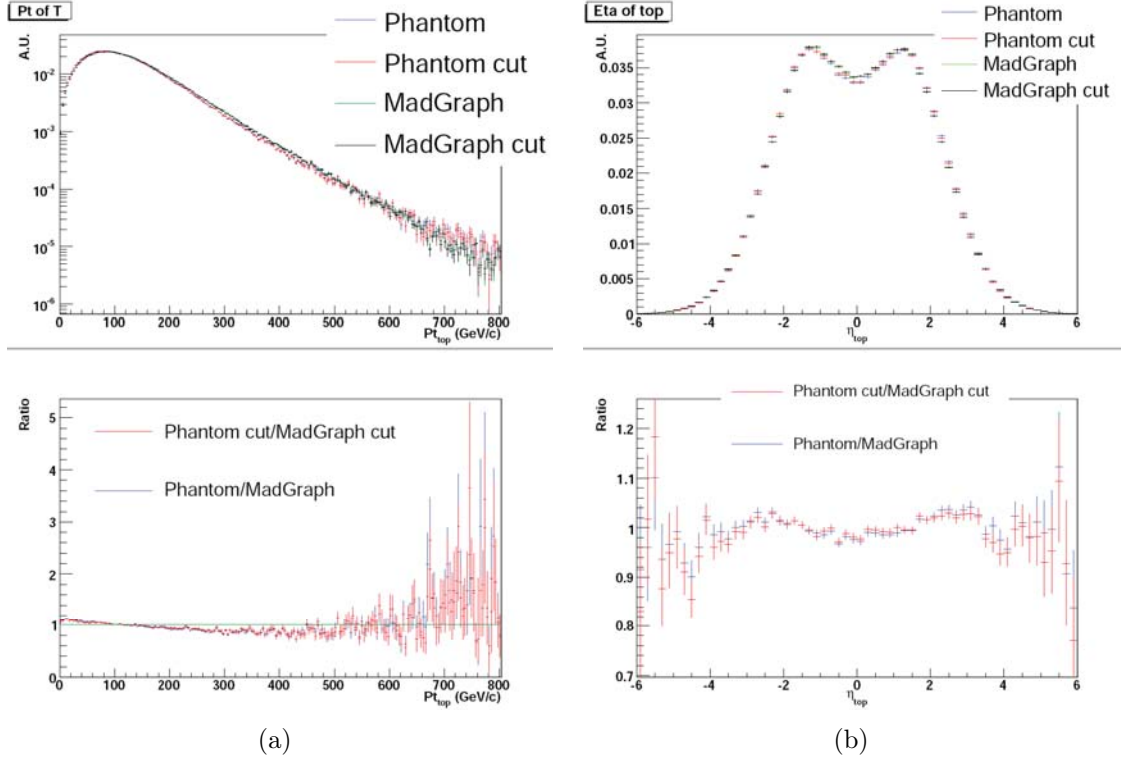


FIG. 4.6 – Distributions du p_T (a) et de la pseudo-rapidité du quark top (b) pour Phantom et MadGraph avec et sans coupure sur la couche de masse du top. Chaque distribution est accompagnée juste en dessous par le rapport entre les histogrammes.

la majorité des analyses sur la paire $t\bar{t}$ requièrent $p_T > 30 \text{ GeV}/c$ pour les jets voire plus pour les jets de b , les différences observées ne portent donc pas à conséquence. Cependant si des analyses veulent explorer cette région en p_T , il serait nécessaire d'étudier plus en détail les effets de ces diagrammes supplémentaires

4.2.3 Les radiations de jets

À l'échelle d'énergie du LHC, la description de la radiation de jets devient un point crucial pour la compréhension de la physique, en effet la multiplicité des jets au sein des événements s'en trouve grandement affectée. Des techniques récentes de correspondance entre le Parton Shower et les éléments de matrice permettent de décrire beaucoup mieux les radiations de jets tout en maintenant l'approximation de gerbe hadronique pour les émissions à bas p_T [94, 95]. Dans le cadre de cette étude, on a utilisé à la fois ALPGEN et MadGraph pour une génération d'événement $t\bar{t}$ avec correspondances de la radiation. Le but était d'évaluer l'impact de la description par élément de matrice des radiations pour les prédictions $t\bar{t}$ et de valider l'implémentation de la correspondance dans MadGraph par rapport à ALPGEN au sein de CMSSW. Les deux générateurs sont interfacés pour le Parton Shower et la fragmentation avec PYTHIA.

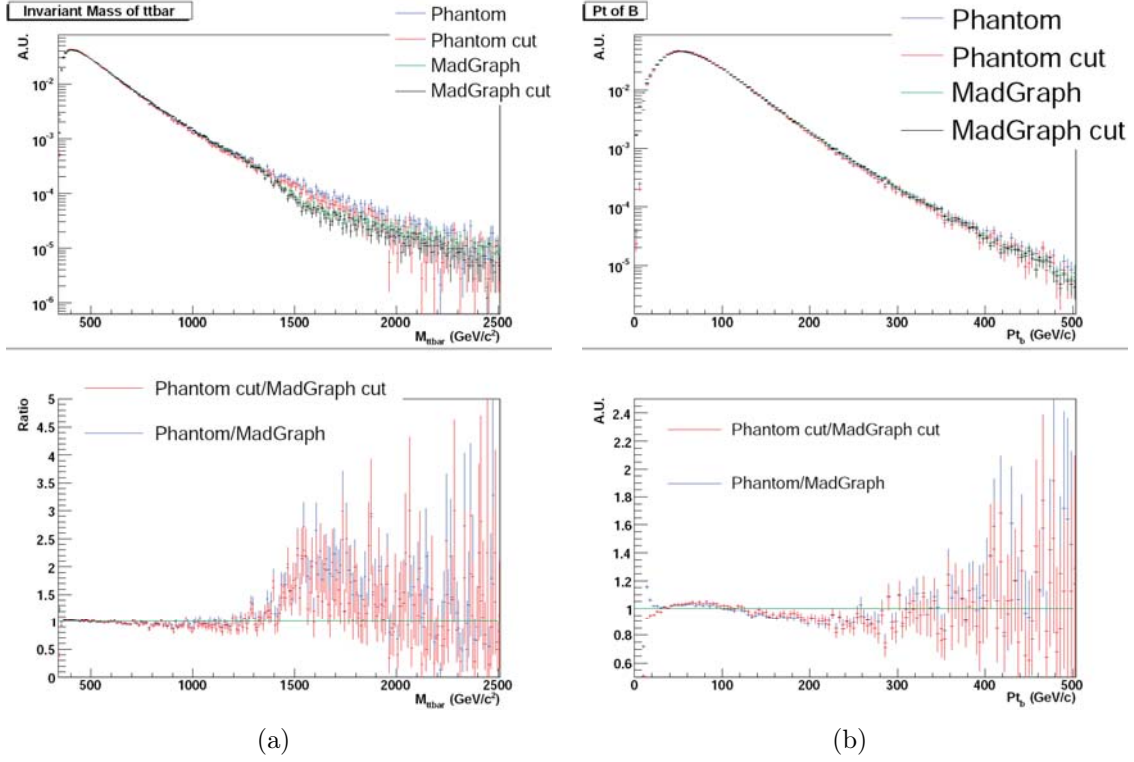


FIG. 4.7 – Distributions de la masse invariante $t\bar{t}$ (a) et du p_T du quark b (b) pour Phantom et MadGraph avec et sans coupure sur la couche de masse du top. Chaque distribution est accompagnée juste en dessous par le rapport entre les histogrammes.

Importance de la correspondance Parton Shower/élément de matrice

Des différences dans les radiations de gluon peuvent se manifester d'elles-mêmes à travers des distorsions dans les distributions cinématiques et angulaires des quarks top. MadGraph avec correspondance utilise plusieurs contributions à un ordre d'élément de matrice donné : $t\bar{t} + N$ jets avec $N = 0 \dots 3$. La procédure de correspondance est telle qu'il n'y a pas de double comptage dans l'espace des phases dans les différents échantillons et il n'y a pas de correspondance effectuée sur le dernier échantillon afin de laisser le Parton Shower prédire des configuration avec une multiplicité de jets plus élevée. Les échantillons sont mélangés entre eux en respectant leurs sections efficaces de production respectives.

La figure 4.8 représentent les distributions de moment transverse de la paire $t\bar{t}$ et de l'angle azimutal entre les deux quarks top émis. Comme on peut le voir, il s'agit de deux variables extrêmement sensibles au traitement de la radiation des jets. La production de jets par élément de matrice prédit donc un spectre en p_T nettement plus dur avec des variations pouvant atteindre plusieurs ordre de grandeurs (FIG. 4.8 (a)). Sur la figure 4.8 (b), on peut aussi se rendre compte que l'émission plus importante de jets durs dans le cas avec correspondance impose une plus forte proximité d'un point de vue azimutal pour les quarks top.

Le p_T moyen des radiations par MadGraph est de 62 GeV/c (72 GeV/c pour ALP-GEN, cf. sous-section suivante), avec 40% de probabilité d'avoir un jet de $p_T > 50$ GeV/c dans un événement $t\bar{t}$. Cette forte activité des jets aura certainement un impact sur la

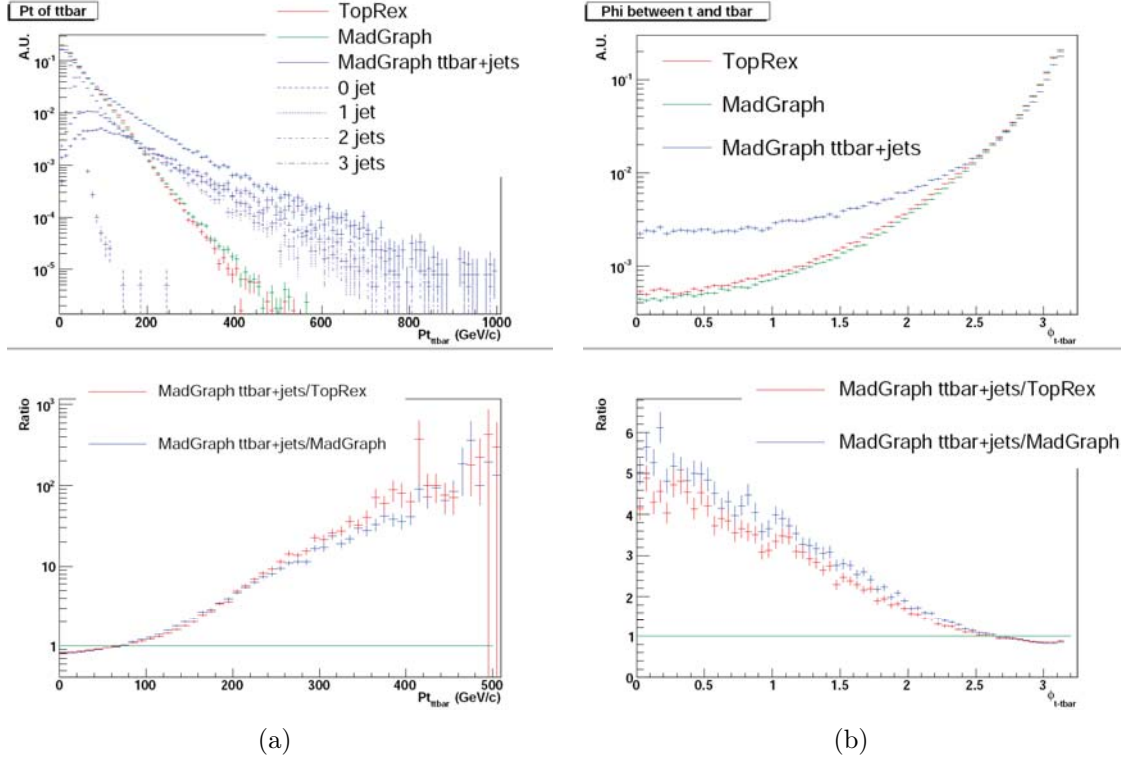


FIG. 4.8 – Distributions et rapport entre les distributions du p_T de la paire $t\bar{t}$ (a) et de l'angle azimutal ϕ entre t et $\bar{t}$ (b) pour TopRex, MadGraph standard et MadGraph avec correspondance. Les composantes de $t\bar{t} + \text{jets}$ sont représentées sur la figure (a).

capacité à reconstruire correctement les quarks top au LHC et à interpréter correctement les radiations. En effet ces radiations supplémentaires vont d'une part gêner la reconstruction des quarks top qui utilise des combinaisons de jets reconstruits et d'autre part elles vont augmenter la quantité d'événements de bruit de fond à haute multiplicité de jets tels que $W + 2/3/4$ jets.

Les différences ne sont pas seulement visible dans le plan transverse, la figure 4.9 présente les distributions en pseudo-rapidité pour le quark top et le quark final le plus énergétique avec $p_T > 50$ GeV/c issu du quark top et il est clair dans les deux cas que la population à grand η est plus faible pour les productions avec correspondance de jets.

Toutes ces distributions confirment que plus il y a de radiations décrites par élément de matrice, plus il y a d'activité dans le plan transverse. L'utilisation de générateurs Monte-Carlo avec procédure de correspondance permettent de mieux décrire la multiplicité et la topologie des jets dans les événements. De plus les deux quarks top et leurs produits de désintégrations ont des distributions plus centrales dans le détecteur et sont de manière générale plus proche. Ces différences sont suffisamment importantes pour motiver le choix d'une génération avec correspondance pour la description des processus du Modèle Standard à haut p_T et cela est d'autant plus vrai quand ces processus sont impliqués dans des analyses sensibles à la multiplicité des jets.

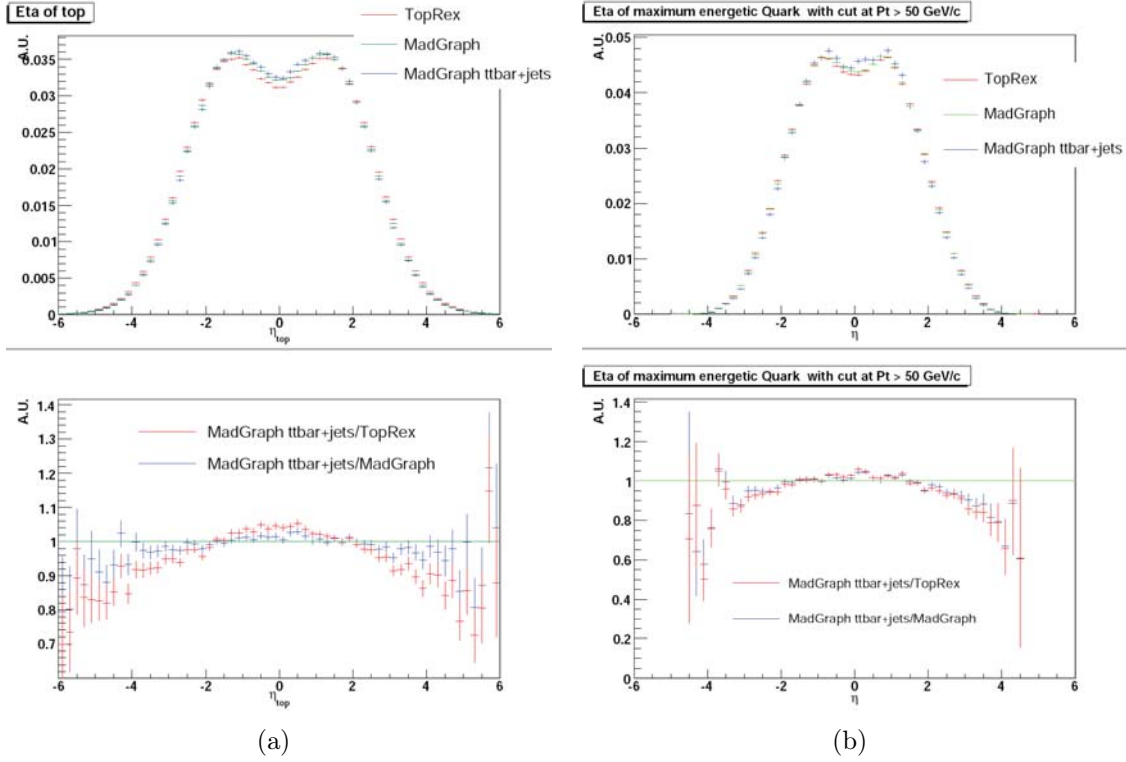


FIG. 4.9 – Distributions et rapport entre les distributions en η du quark top et du quark final le plus énergétique ayant $p_T > 50 \text{ GeV}/c$ pour TopRex, MadGraph standard et MadGraph avec correspondance.

ALPGEN versus MadGraph avec correspondance

Une étape importante de la validation du contenu physique de la correspondance au sein de CMSSW est de comparer deux approches différentes dans le secteur du quark top. Dans cette sous-section, ALPGEN et MadGraph vont être comparés du point de vue de la génération avec correspondance.

Sur la figure 4.10 sont représentées les mêmes distributions que pour la figure 4.8 mais pour ALPGEN et MadGraph avec correspondance. Les générateurs présentent des spectres en p_T pour la paire $t\bar{t}$ qui diffèrent au maximum de 50% et pour l'angle azimutal entre les quarks top au maximum de 20%. Il faut noter que par rapport à la figure 4.8, la différence est passé de quelques ordres de grandeur à quelques dizaine de pour-cent. L'accord entre les deux générateurs avec correspondance est nettement meilleur qu'entre les générateurs avec et sans correspondance de jets (FIG. 4.8).

Pour apprécier correctement les différences entre les deux prédictions d'ALPGEN et de MadGraph, il faudrait cependant prendre en compte les différences au sein des paramètres propres aux générateurs. En effet ALPGEN utilise $m_T = \sqrt{\sum_{tops} (m^2 + p_T^2)}$ avec une masse du quark top égale à $175 \text{ GeV}/c^2$ pour l'échelle de factorisation et de renormalisation alors que MadGraph utilise m_t avec pour valeur standard $174.3 \text{ GeV}/c^2$. Il est donc possible que les erreurs théoriques puissent expliquer les différences résiduelles observées, en effet une variation de 1% sur m_t introduit une variation de 5% sur $\sigma(t\bar{t})$.

Pour les autres distributions, qui ont été comparées, il y a aussi un très bon accord.

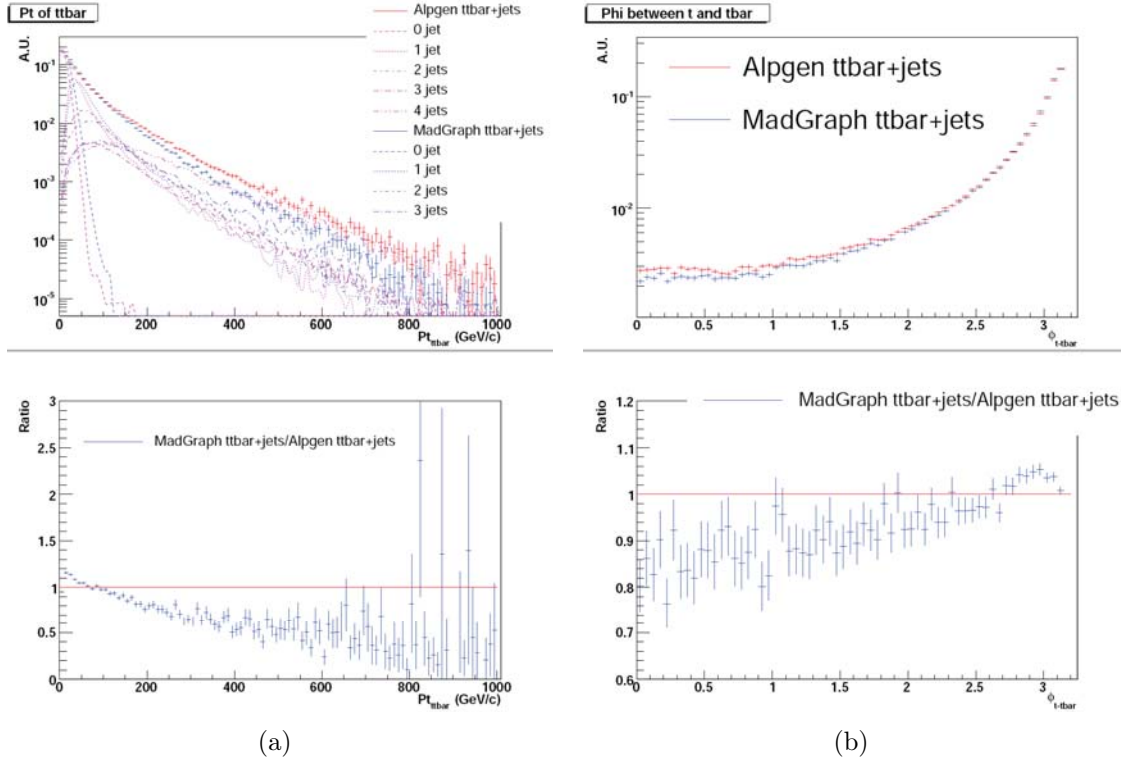


FIG. 4.10 – Distributions du p_T de la paire $t\bar{t}$ (a) et de l'angle azimutal ϕ entre t et $\bar{t}$ (b) pour ALPGEN et MadGraph. Les composantes de $t\bar{t} + \text{jets}$ sont représentées sur la figure (a). Chaque distribution est accompagnée juste en dessous par le rapport entre les histogrammes.

Sur la figure 4.11 on peut encore observer une légère différence dans l'allure de la distribution du p_T des quarks top avant une différence pouvant aller jusqu'à 60% pour des quarks top avec un $p_T < 600 \text{ GeV/c}$ et un excellent accord pour la pseudo-rapidité des quarks top avec une différence typiquement en dessous de 5%.

Ces deux générateurs sont tous les deux à même d'être utilisés dans le cadre d'analyse de processus de haut p_T . MadGraph est d'ailleurs couramment utilisé au sein de la collaboration CMS pour les analyses portant sur la production de paires $t\bar{t}$.

4.2.4 Conclusion

Après avoir étudié les distributions issues des quarks top et des fermions provenant des désintégrations des paires $t\bar{t}$, on en a déduit plusieurs points :

- Les effets dus aux interférences à 6 fermions semblent négligeable dans le régime général de production des paires $t\bar{t}$. La contribution des diagrammes supplémentaires devient importante loin de la couche de masse où la procédure de génération standard n'est plus suffisante.
- Dans le cas des générateurs ne fournissant pas toute la chaîne de désintégration (Phantom), il est nécessaire de faire très attention à la description de l'émission de radiations en particulier ISR.
- La génération d'événement, avec une correspondance entre les radiations provenant des éléments de matrice et du Parton Shower, donne des différences importantes

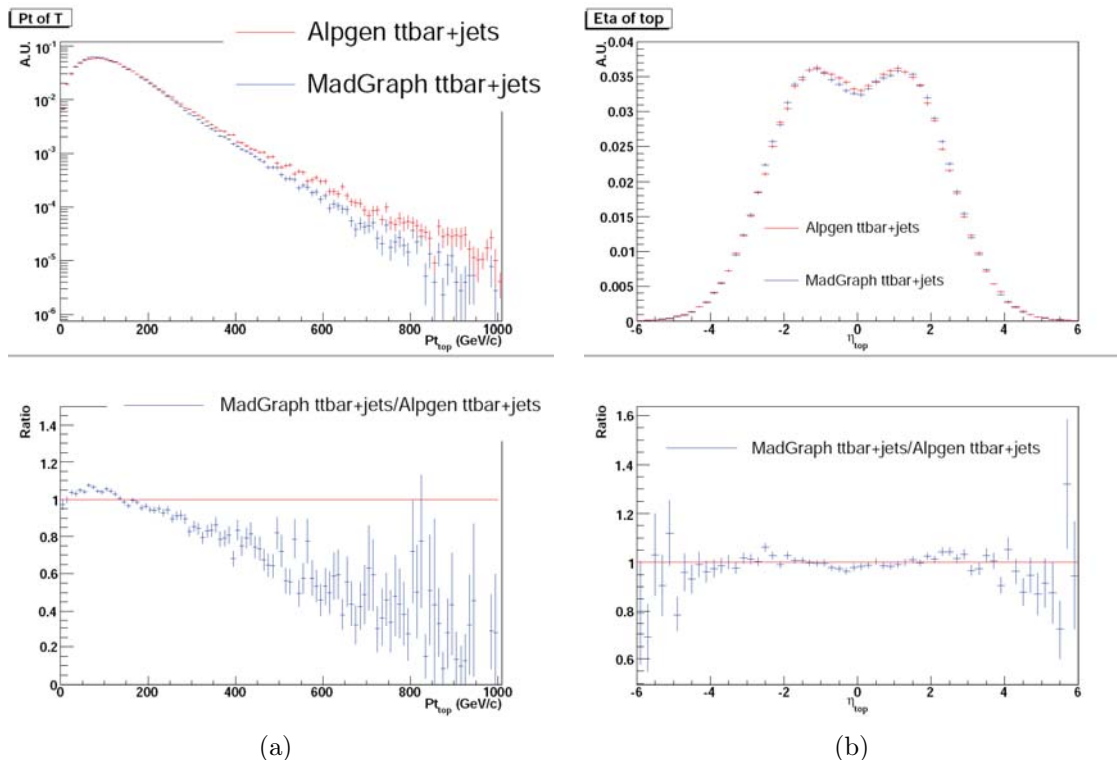


FIG. 4.11 – Distributions du p_T (a) et de la pseudo-rapidité du quark top (b) pour ALPGEN et MadGraph. Chaque distribution est accompagnée juste en dessous par le rapport entre les histogrammes.

dans la description de la radiation et semble être la meilleure méthode pour décrire des processus à haut p_T du Modèle Standard.

- En dépit de la faible statistique utilisé, le générateur MC@NLO a présenté un comportement proche de celui des générateurs avec correspondance entre les radiations.
- Finalement le générateur MadGraph a été validé en comparaison de TopRex pour la génération standard de paires $t\bar{t}$ et en comparaison d'ALPGEN pour la génération avec correspondance des radiations.

4.3 La simulation du détecteur

À ce niveau de la description, seule la physique des collisions, à travers l'événement dur et le Parton Shower, a été traitée par les générateurs Monte-Carlo, et le passage des particules à travers le détecteur reste en suspens. Il est en effet important de simuler la présence du détecteur par un outils spécifique tel que GEANT4 [98].

4.3.1 Différents types de simulation

Ces logiciels ont pour buts de rendre compte des effets du détecteur sur les particules et de la réponse du détecteur, tels que :

- la traversée du détecteur par les particules,

- les déviations subies dans les champs magnétiques,
- les gerbes produites dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques,
- les effets de matières tels que ceux produits par les différentes couches de matériaux,
- les dépôts d'énergie déposés dans le détecteur,
- l'électronique et l'acquisition des données.

Pour effectuer ces opérations il existe plusieurs logiciels de simulation que l'on peut regrouper en deux grands types :

1. **les simulations complètes**, telles que celles effectuées par le logiciel GEANT4, sont très complexes et simulent toutes les couches du détecteur. Leur intérêt réside dans le fait que les événements créés par les générateurs Monte-Carlo sont placés en présence d'un détecteur virtuel présentant exactement les mêmes caractéristiques que celui utilisé. Il est donc possible de mener des études de précisions tant sur les étapes ultérieures de la reconstruction que pour les effets physiques attendus
2. **les simulations rapides** se contentent de représenter le détecteur de manière globale au niveau des effets de couches et des taux d'absorption. Il s'agit en fait de simulations simplifiées du détecteur et de la chaîne de reconstruction qui sont utilisée de manière privilégiée quand la simulation complète serait trop longue à exécuter ou quand on veut mener des tests.

4.3.2 Simulation complète

Au sein de l'expérience CMS, la simulation complète du détecteur consiste à décrire la propagation des particules dans le détecteur tout en prenant en compte l'intégralité des déviations dues aux champs magnétiques, aux collisions avec la matière et aux désintégration en vol. Elle permet aussi de rendre compte des pertes d'énergies des particules au sein du détecteur.

De plus le détecteur simulé par GEANT4 va permettre la créations des interactions électromagnétiques et hadroniques telles qu'elles le seraient au sein du détecteur réel. Cela permet de simuler les dépôts de charges et énergétiques laissés par les particules produites par les événements générés dans les zones actives de détection.

Cette simulation du détecteur possède une certaine forme de flexibilité puisqu'il est possible de lui faire prendre en compte le cas où tous les différents sous-détecteurs ne seraient pas parfaitement alignés contrairement au détecteur idéal.

Finalement le logiciel va simuler le système local d'acquisition des données pour chaque sous-détecteur. Au sein des différents sous-détecteurs il sera pris en compte tout les paramètres nécessaires pour que la numérisation soit la plus réaliste possible. Pour le trajectographe, l'angle de Lorentz, la diffusion, l'horloge, le bruit électronique seront pris en compte. Dans le cas des calorimètres, les conversions de photons, la scintillation et le bruit électronique participeront au signal. Les variations de temps de dérive et le bruit seront aussi reproduits dans les chambres à muons.

Il s'agit donc d'un ensemble fournissant une simulation détaillée du détecteur et permettant de mieux le comprendre avant sa mise en fonctionnement. Le seul défaut inhérent à cette méthode de simulation est le temps de calcul qui est de l'ordre de plusieurs minutes par événement

4.3.3 Simulation rapide

Dans certain cas d'analyse rapide portant sur des erreurs systématiques ou des variations des paramètres théoriques, où le temps mis par la simulation complète est trop long mais que la géométrie du détecteur intervient tout de même, il peut être utile d'utiliser le logiciel de simulation rapide FAMOS [99] qui a été développé pour CMS.

Celui-ci permet de simuler environ un événement par seconde tout en gardant un accord avec les distributions issues de la simulation complète qui est de l'ordre du pour-cent. Une telle précision est tout à fait satisfaisante pour des calculs intermédiaires ou des résultats préliminaires.

Afin d'atteindre une telle vitesse d'exécution, le logiciel va simplifier la géométrie du détecteur et la propagation des particules. Par exemple, au sein du calorimètre électromagnétique, le développement des gerbes électromagnétiques est paramétrée en supposant que le calorimètre est homogène. De plus la description du passage des particules est paramétrée au lieu d'être calculée. Ainsi pour les muons, la paramétrisation est fonction seulement des efficacités et résolutions dépendantes de l'impulsion et de la pseudo-rapacité.

Toutes les simplifications et paramétrisations sont validées et optimisées avec la simulation complète du détecteur avec GEANT4 et la reconstruction complète. Les résultats obtenus avec la simulation rapide sont confrontés aux données issues des différents tests du matériel.

La simulation rapide, fournissant le même format de sortie des données que la simulation complète tout en étant beaucoup plus rapide, est généralement utilisée pour des études où l'on produit différents échantillons d'événements en faisant varier des paramètres afin d'en observer leur dépendance. Il s'agit notamment du cas des études sur les erreurs systématiques.

4.4 La reconstruction des jets

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

D'un point de vue expérimental, les jets, qui sont souvent reconstruits à partir d'amas calorimétriques, doivent être mesurés et étudiés afin de connaître les propriétés du parton initial. La reconstruction des jets est un des plus grand challenge dans un collisionneur hadronique et un problème complexe puisqu'elle fait intervenir une multitude d'effets d'origine physique ou expérimentale, qui doivent être pris en compte. Les effets physiques regroupent les radiations de gluons, les événements sous-jacents, l'empilement, les particules émergeant de la trajectoire collimée du jet, la déviation due au champ magnétique, ... Parmi les effets expérimentaux on compte la perte d'énergie dans les matériaux, les déviations angulaires, les réponses non-linéaires des calorimètres et le

bruit du détecteur.

Une manière alternative de reconstruire les jets consiste à considérer l'ensemble des sous-détecteurs et à utiliser un modèle de “flux de particules”. Il s'agit d'associer l'ensemble des traces et dépôts calorimétriques fournis par le détecteur pour identifier les particules dans le jet et si nécessaire en corriger l'énergie. La description en “flux de particules” peut être utilisée pour la reconstruction de l'ensemble des objets finaux (électrons, muons, jets, $\cancel{E}_T$). Par la suite, il ne sera décrit que la reconstruction standard des objets finaux et donc des jets calorimétriques.

Seuls les trois algorithmes les plus fréquemment utilisés dans l'expérience CMS seront présentés. De plus une partie de l'énergie des jets est “invisible” car emportée par des muons et de neutrinos qui ne sont ni arrêtés ni mesurés par les calorimètres. Il convient donc d'appliquer des techniques de correction de l'échelle en énergie des jets afin d'obtenir une mesure moyenne correcte de l'énergie des partons initiaux. Les principales techniques de correction seront donc présentées dans cette section.

4.4.1 Les algorithmes des jets

Les algorithmes de jets sont capables de fonctionner sur différents types d'objets. Il s'agit le plus souvent de tours du calorimètres (CaloJets), mais ils peuvent aussi utiliser les particules générées (GenJets) afin de distinguer les effets dus au détecteurs et ceux dus aux algorithmes. La recherche des jets s'effectue principalement dans le plan (η, ϕ) en utilisant la distance $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$. Voici les trois méthodes de reconstruction des jets les plus utilisées dans la collaboration CMS :

Inclusive k_t [100]

Avec cet algorithme, le regroupement des objets est calculé à partir de distances non géométriques, en effet pour chaque objet i et chaque couple (i, j) on définit les distances suivantes :

$$d_i = k_{t,i}^2 R^2 \quad \text{et} \quad d_{i,j} = \min(k_{t,i}^2, k_{t,j}^2) \Delta R_{i,j}^2 \quad (4.4)$$

où R est un paramètre sans dimension, $\Delta R_{i,j}$ est la distance dans le plan (η, ϕ) entre les deux objets et k_t le moment transverse de l'objet. L'algorithme va alors chercher la plus petite distance entre les deux. Si il s'agit de $d_{i,j}$ alors les deux objets fusionnent et le nouvel objet remplace ses constituants. Si d_i correspond à la valeur minimale alors l'objet i est retiré de la liste des objets pour être ajouté à la collection de jets. Cette procédure continue de manière itérative jusqu'à ce que tous les objets soient inclus dans un jet. Le paramètre R de cette méthode est configurable et est comparable à l'ouverture d'un cône.

Seedless Infrared-Safe Cone [101]

Comme son nom l'indique il s'agit d'un algorithme utilisant une définition conique des jets dans le plan (η, ϕ) . Tout algorithme de cône est principalement gouverné par ces paramètres : le rayon du cône R , le paramètre de recouvrement f et le moment transverse

minimum p_{Tmin} . Le principe de fonctionnement des algorithmes de cônes est de trouver l'intégralité des cônes de rayon R stable à partir des objets disponibles. Cette recherche s'effectue en supprimant de la liste les objets utilisés dans un cône et en continuant tant qu'il y a de nouveau cône stable reconstruit. Dans le cadre de l'algorithme SIScone, les cônes stables sont obtenus à travers l'ensemble des cônes de rayon $2R$ dans le plan (η, ϕ) possédant un couple d'objet (i, j) sur ses bords dont les trajectoires sont compatibles avec la définition du cône, si un objet i ne possède pas d'objet voisin à moins de $2R$ alors il forme un cône à lui tout seul. Une fois l'ensemble des cônes stables déterminé, ceux-ci forment les proto-jets qui ne sont élus au rang de jets que si leur moment transverse dépasse p_{Tmin} et que le recouvrement entre les proto-jets est inférieur à f , dans le cas contraire ils sont respectivement éliminés et fusionnés. L'intérêt de cet algorithme est de n'avoir aucune perte en radiation faiblement énergétique.

Anti- k_t [102]

L'algorithme anti- k_t a été mis au point afin de résoudre les instabilités dues aux radiations infra-rouge et colinéaires présentes au bord des jets finaux pour les reconstructions précédentes. Cet algorithme provient d'une généralisation de l'algorithme de k_t avec les distance suivante :

$$d_i = k_{t,i}^{2p} \quad \text{et} \quad d_{i,j} = \min(k_{t,i}^{2p}, k_{t,j}^{2p}) \frac{\Delta R_{i,j}^2}{R^2} \quad (4.5)$$

avec k_t le moment transverse, R le paramètre de rayon et p un paramètre permettant de régir le rapport de force entre les échelles d'énergie et de distances. Au sein de l'algorithme anti- k_t , le paramètre p a été pris égal à -1 . Cet algorithme fonctionne suivant la même procédure que l'algorithme de k_t . Cependant dans le cas d'un jet dur 1 entouré de jets mous i et j , la distance $d_{1,i}$ sera dominée par $1/k_{t,1}^2$ et $\Delta R_{1,i}^2$ et favorisera une fusion entre le jet dur et le jets mous plutôt qu'entre les deux jets mous. Cet algorithme permet d'obtenir des jets coniques de rayon R , sauf si un autre jet est présent à moins de $2R$ car dans ce cas la frontière s'adaptera au ratio entre les moments des jets, dont l'intégralité des radiations molles auront été récupérées.

La figure 4.12 montre les différences dans la reconstruction des jets produites par l'utilisation des trois algorithmes présentés ci-dessus. Une des caractéristiques de l'algorithme anti- k_t est que les surfaces utilisées pour la définition des jets sont nettement circulaires pour des jets durs et ne prennent des formes plus complexes que pour les jets plus doux. Un exemple notable est visible sur la paire de jets en $\phi \approx 5$ et $\eta \approx 2$ où le jet de gauche est nettement plus doux que celui de droite, les algorithmes de k_t et SIS placent la frontière à mi-chemin entre les deux jets, tandis que l'algorithme anti- k_t produit un jet dur circulaire laissant un croissant pour le jet mou.

À l'heure actuelle l'algorithme anti- k_t , dont la résolution sur le p_T est présentée sur la figure 4.13, utilisé sur les tours des calorimètres est le modèle de jets préféré pour les analyses $t\bar{t}$.

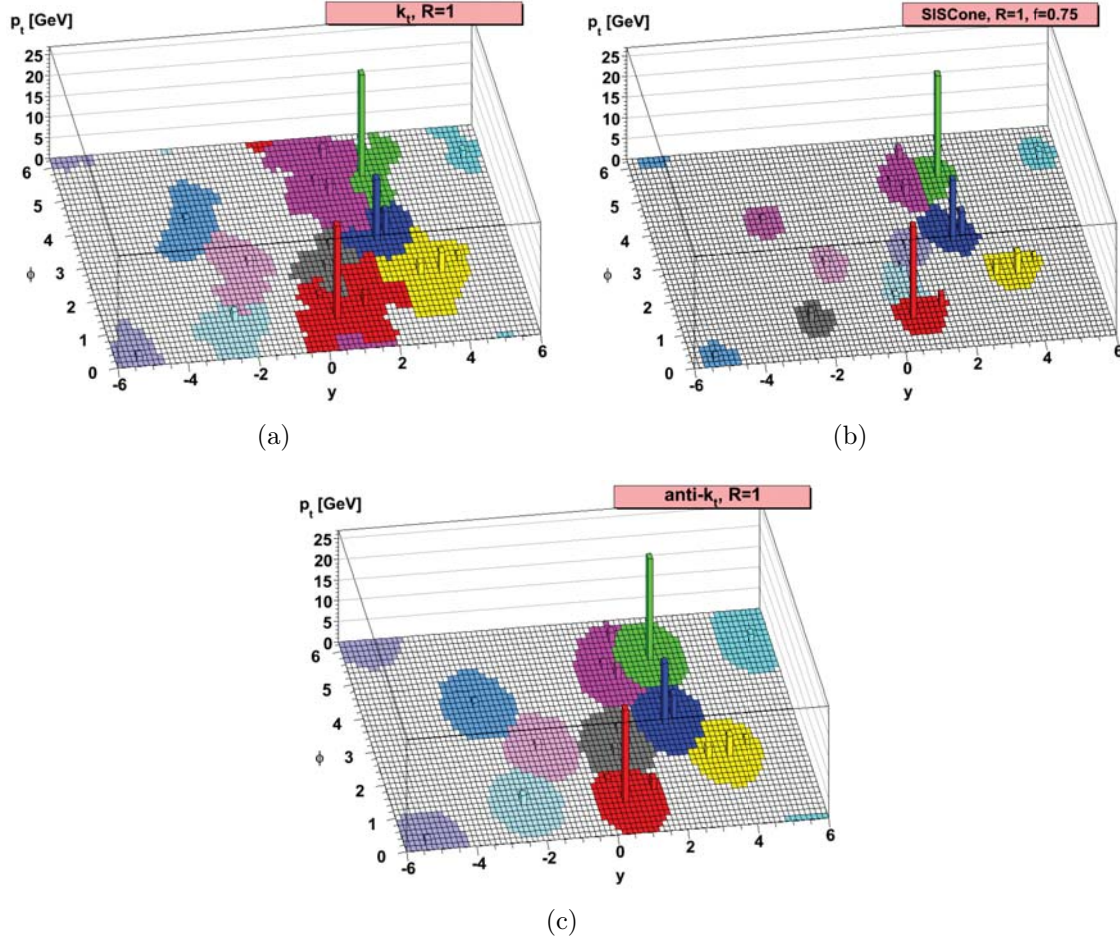


FIG. 4.12 – Événement au niveau partonique (généré avec Herwig [85]) avec beaucoup de “fantômes” doux, agglomérés par trois algorithmes de jets différents, illustrant les surfaces actives utilisées dans la définition des jets durs résultants [102].

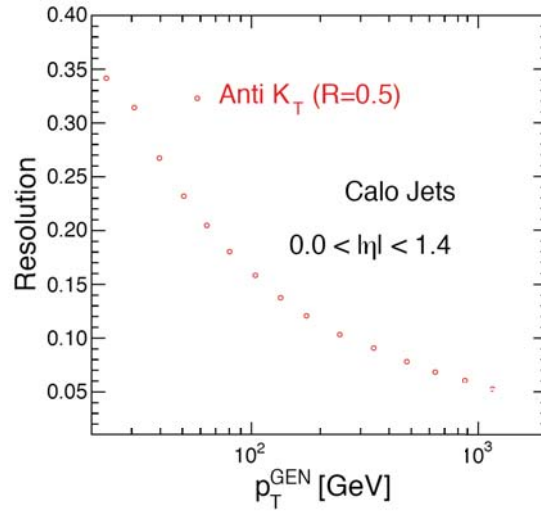


FIG. 4.13 – Résolution sur le p_T du jet en fonction du p_T généré pour $0.0 < |\eta| < 1.4$ [103].

4.4.2 La calibration des jets

La calibration des jets fournis par l'algorithme peut être décrite par la procédure permettant de calibrer les jets et par les différentes sources donnant les corrections à appliquer [104].

La chaîne de calibration des jets

Afin de comprendre tous les facteurs participant à la calibration des jets, il a été proposé d'utiliser une approche factorielle sur plusieurs niveaux. Chacune des corrections apportées peut être obtenue par des études sur les données Monte-Carlo ou sur les données réelles. Pour chaque algorithme de jets, les facteurs suivants doivent être évalués :

1. **La correction en offset** : Cette première étape consiste à s'affranchir des contributions provenant de l'empilement et du bruit résiduel de l'électronique. D'un point de vue expérimental, cette correction peut être estimée à partir des événements de biais nul, qui ne requièrent aucune interaction avec les chemins de déclenchement, et les événements de biais minimum passant les chemins de déclenchement en calculant l'énergie moyenne déposée en fonction de la taille du cône des jets et de la pseudo-rapacité lors de ces événements [105]. Les étapes suivantes s'occuperont de l'empilement provenant de la luminosité instantanée.
2. **La correction relative en η** : Le calorimètre ne possède pas la même réponse selon η pour un p_T fixé, il s'agit donc de rendre cette réponse constante en fonction de η . Cette correction peut être obtenue à travers l'étude de la balance en p_T des événements di-jets [106] où l'un des jets joue un rôle de référence avec $|\eta| < 1.3$ et l'autre jet jouant un rôle de sonde dans tout le domaine en η .
3. **La correction absolue en p_T** : Cette étape correspond à la mesure du p_T du jet qui est sous-estimée et dont l'estimation dépend du p_T . L'étude de la balance en p_T des événements $Z^0 + \text{jets}$ [107, 108] et $\gamma + \text{jets}$ [109] permet de mesurer cette correction en utilisant la relation $p_T^{\text{parton}}/p_T^{Z^0/\gamma} \approx 1$ pour déduire l'énergie du jet reconstruit.
4. **La correction électromagnétique** : Il s'agit de rendre compte de la différence de comportement du calorimètre envers la partie électromagnétique ($\pi^0, \dots$) et la partie hadronique ($\pi^\pm, \dots$) des jets. Cette correction dépend de la fraction électromagnétique du jets et n'a pour l'instant été déterminée qu'à partir d'étude Monte-Carlo [110].
5. **La correction de saveurs** : Ce facteur corrige la réponse du détecteur en fonction de la nature supposée de l'origine du jet : jet de gluon, de quarks légers ou de quarks b ou c . Pour être appliquée, cette correction nécessite de bien connaître la saveur du jets à partir de la vérité Monte-Carlo ou d'algorithmes d'étiquetage des jets.
6. **La correction de l'événement sous-jacent** : Cette correction a pour but de minorer l'influence de l'événement sous-jacent en tentant de le soustraire. Cependant les méthodes permettant d'obtenir cette correction sont toujours en cours de développement.
7. **La correction partonique** : Les corrections précédentes permettent de ramener l'énergie du jet reconstruit au niveau de celle du jet généré [111]. Cette dernière

étape de la calibration permet de ramener l'énergie du jet reconstruit à celle du parton émis lors de l'événement dur. Celle-ci utilise la saveur du jets pour déterminer la proportion de radiations FSR qui ne sont pas rentrées dans la reconstruction du jets.

L'ensemble de ces corrections peuvent être appliquées ou retirées de manière indépendante lors de l'analyse. Cependant afin de garder une certaine cohérence dans l'analyse effectuée au cours de cette thèse, il est nécessaire d'appliquer les corrections 1 à 3, qui auront été obtenues par des études Monte-Carlo. Les premières études sur les données [112] sont en accord sur les valeurs des corrections appliquées des niveau 1 à 3.

La contrainte sur la masse d'un boson W dans les événements $t\bar{t}$

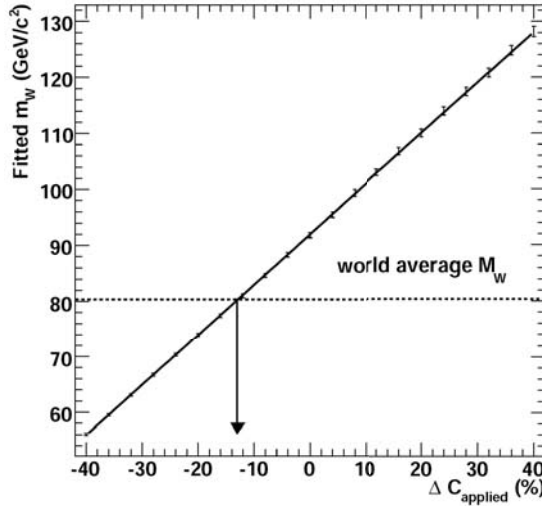


FIG. 4.14 – Masse ajustée du W en fonction de la correction appliquée sur l'énergie des jets le composant

En plus des méthodes décrites ci-dessus, il est possible au cours d'une analyse portant sur les paires $t\bar{t}$ de participer au calcul des corrections appliquées aux jets [113]. Le principe de cette méthode est fondée sur l'utilisation d'un sous lot très pur d'événements $t\bar{t}$ identifiés comme tel par la présence d'un lepton isolé et l'utilisation de critères d'étiquetage des jets issus de quarks b . Sur les quatre jets de l'événement, il doit y en avoir deux étiquetés jets de b et les autres doivent correspondre à des jets légers. La masse invariante de ces deux derniers jets est sensé permettre la reconstruction de la masse des bosons W candidats. L'application d'un facteur correctif sur l'énergie des jets permet de faire varier linéairement la valeur moyenne de la masse reconstruite (FIG. 4.14). Si on impose à cette dernière la masse connue du W , on peut alors remonter à l'échelle d'énergie des jets et obtenir une correction de niveau 6. Cette méthode peut être étendue aux jet de b en utilisant une contrainte sur la masse du quark top lors de la recombinaison des jets légers et d'un jet de b additionnel. Cependant les événements $t\bar{t}$ utilisés lors de cette calibration des jets ne pourront pas participer au calcul de la masse du quark top ou du boson W à cause de la contrainte.

4.4.3 L'étiquetage des jets de b

Les jets originaires de saveurs lourdes, quarks b et c , possèdent des caractéristiques permettant de les distinguer des autres jets. En effet les hadrons beaux produits lors de la fragmentation des quarks b possèdent un temps de vie propre plus long que celui des hadrons constitués exclusivement de quarks légers ($\tau_B \approx 1.5$ ps, $c\tau_B \approx 450$ μ m). Par conséquent les traces associées à la désintégration de tels hadrons peuvent ne pas être compatibles avec le vertex primaire et proviennent d'un vertex déplacé nommé vertex secondaire. De plus la désintégration des hadrons beaux a tendance à produire des jets associés à une haute multiplicité de traces chargées (en moyenne 5) et dans 19% des cas un électron ou un muon sera produit lors de la désintégration.

Il existe donc plusieurs catégories d'algorithmes d'étiquetage des jets de b en fonction du critère discriminant [114] : vertex secondaire, traces à grand paramètre d'impact, multiplicité des traces ou présences de leptons. Les principaux algorithmes utilisés actuellement sont présentés ci-dessous, de manière générale on ne considèrera que les traces telles que leur distance minimal d'approche à l'axe du jet est inférieure à 0.7 mm.

L'algorithme "Track Counting"

Il s'agit d'une méthode simple et rapide d'identification des jets de b qui utilise la longue durée de vie des hadrons beaux. Pour toutes les traces associées³ au jet, telles que $\Delta R < 0.5$ entre la trace et l'axe du jet, on calcule la signification du paramètre d'impact à trois dimensions $d_{vertex}/\sigma_{d_{vertex}}$. En effet la signification du paramètre d'impact, dont le signe est obtenu par le produit scalaire entre la direction du jet et le segment entre la trace et le vertex, sera symétrique autour de 0 pour les jets légers alors que pour les jets de b , qui ont tendance à se désintégrer plus loin, elle sera majoritairement positive [114]. Les traces sont alors classées par signification décroissante et la signification de la n^{eme} trace sert alors de variable discriminante pour l'algorithme. Un jet sera étiqueté b si le nombre de traces dépassant un certain seuil en signification est supérieur à cette valeur n paramétrable. Plus n sera grand, meilleure sera la pureté mais l'efficacité chutera, en effet environ 80% des traces associées à un jet de b comportent moins de quatre traces. Cet algorithme existe en deux versions : "High Efficiency" pour $n = 2$ et "High Purity" pour $n = 3$.

L'algorithme "Jet Probability"

Cet algorithme va un cran plus loin en prenant en compte les significances de paramètre d'impact de toutes les traces associées au jet. Pour chaque trace, la probabilité qu'elle soit compatible avec un vertex primaire est calculée en regardant une fonction de densité de probabilité définie pour différente qualité de traces. Ces probabilités sont alors combinées en une seule probabilité P_{jet} pour l'ensemble du jet et le discriminant de la méthode est alors $-\log P_{jet}$. Il s'agit d'un des algorithmes les plus puissants cependant il nécessite que la fonction de densité de probabilité soit soigneusement calibrée. Les performances de cet algorithme sont représentées sur la figure 4.16(a). Il existe une deuxième version de cet algorithme n'utilisant que les quatre traces les plus déplacées

³Ces traces doivent avoir $p_T > 1$ GeV/c, $d_0 < 2$ mm, $n_{coups} > 7$, $n_{coups-pixels} > 1$ et $\chi^2 < 10$.

correspondant ainsi à la multiplicité usuelle de la désintégration d'un hadron beau, il est nommé "Jet B Probability".

Les algorithmes de vertex déplacé

Il existe un premier algorithme, le "Simple Secondary Vertex", construit sur une structure identique à celle de l'algorithme de "Track Counting" mais qui classe les vertex secondaires reconstruits à partir des traces en fonction de la distance entre le vertex secondaire et le vertex primaire de l'événement. Cette distance sert ensuite de discriminant pour l'algorithme. Cette méthode présente des performances comparables à celles du "Track Counting" cependant cet algorithme est nettement plus robuste en cas d'alignement non-optimal du trajectographe, ce qui le rend très intéressant lors des prises de premières données. Tout comme l'algorithme "Track Counting", il existe en deux versions en fonction du nombre minimum de traces rattachées au vertex : "High Efficiency" pour $n = 2$ et "High Purity" pour $n = 3$. Il existe une seconde version de l'algorithme de vertex, le "Combined Secondary Vertex", qui utilise en plus des informations sur la durée de vie associée au vertex : signification du paramètre d'impact et longueur de désintégration.

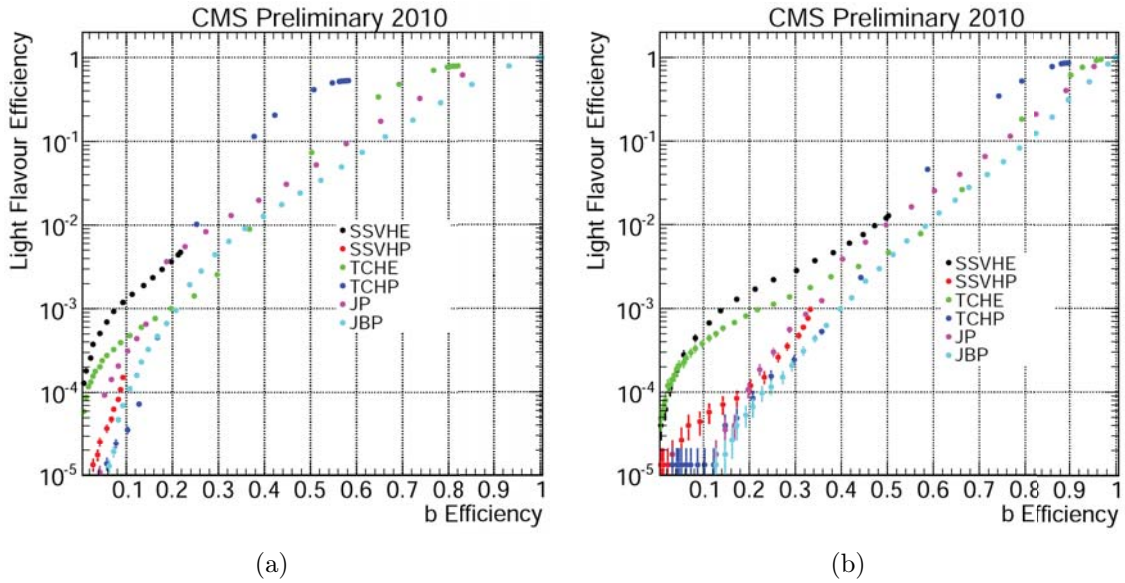


FIG. 4.15 – Efficacité d'obtenir un étiquetage "b" pour un jet non-b vs. un vrai jet de b, pour des $10 < p_T < 30 \text{ GeV}/c$ et $30 < p_T < 50 \text{ GeV}/c$ sur les premières données [115]. Les algorithmes sont notés : TC = Track Counting, SSV = Simple Secondary Vertex, JP = Jet Probability, JBP = Jet B Probability, HE = High Efficiency et HP = High Purity.

Les figures 4.15 (a) et (b) reflètent l'efficacité de sélection des différents algorithmes de jets b sur les premières données à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ [115]. Un point de travail peut être sélectionné sur la trajectoire de chacun des algorithmes en choisissant un seuil approprié sur le discriminant.

Les algorithmes de “Soft Lepton”

Le rapport d'embranchement pour la désintégration d'un hadron beau en lepton est d'environ 19% pour chaque famille e et μ . Il est donc possible d'exploiter cette particularité en étiquetant les jets de b à partir de la reconstruction d'un électron ou d'un muon dans le jet. Les impuretés de cette méthode proviennent des conversions $\gamma \rightarrow e^+e^-$ et de la désintégration de mésons légers en muons ($\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu$, $K^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu X$). Cet algorithme existe en fait en deux saveurs : électron et muon et utilise plusieurs variable provenant du lepton au sein du jet pour discriminer la nature du jet : le paramètre d'impact du lepton, le moment transverse du lepton relativement au jet ou les deux. Les figures 4.16 (a) et (b) montrent qu'il y a un bon accord sur les variables discriminantes utilisées dans ces algorithmes de “Soft Lepton” entre les données réelles et les simulations.

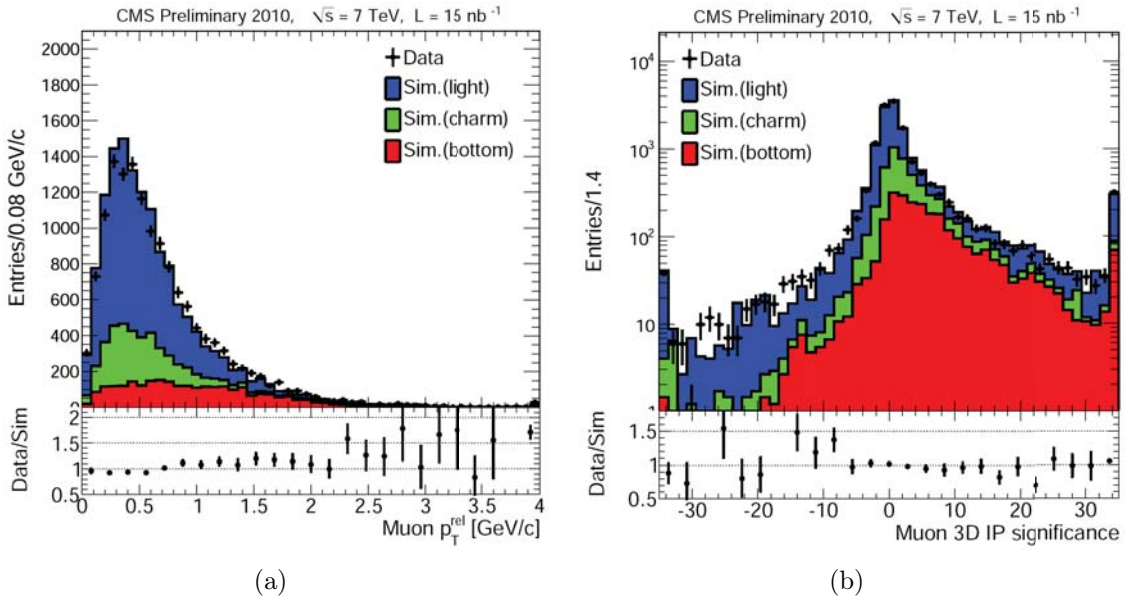


FIG. 4.16 – Distributions du p_T relatif (a) et du paramètre d'impact 3D (b) du muon utilisés au sein de l'algorithme “Soft Muon” sur les premières données [115]. Les distributions comparent les premières données avec la simulation et sont accompagnées du ratio données/simulation.

Il reste toujours la possibilité d'utiliser ces différents algorithmes de manière conjointe ou de combiner leurs discriminants via des réseaux de neurones afin d'augmenter l'efficacité d'étiquetage des jets de b . Cependant l'analyse effectuée au cours de cette thèse n'utilisera aucun des algorithmes d'étiquetage des jets de b décrits ci-dessus afin d'effectuer une sélection robuste prenant en compte une possible inefficacité de ces algorithmes au démarrage.

4.5 La reconstruction des leptons

La plupart des processus physiques rares qui sont recherchés dans les collisionneurs de hadrons sont caractérisés par des leptons dans l'état final. Les leptons fournissent

donc une signature claire dans un bruit de fond noyé par les jets.

La reconstruction des leptons au sein de l'expérience CMS va faire appel à des méthodes différentes pour les électrons et les muons, car ceux-ci ne traversent pas de la même manière le détecteur. En effet les muons vont sortir du détecteur en laissant derrière eux des traces chargées dans le trajectographe et les chambres à muons tout en ne déposant que peu d'énergie dans les calorimètres, alors que les électrons seront stoppés dans le calorimètre électromagnétique en formant une gerbe électromagnétique après avoir laissé une trace chargée dans le trajectographe. On ne considérera pas les taus, car ceux-ci se désintègrent avant d'interagir avec le détecteur et donnent naissance à de leptons plus légers ou à des jets, la reconstruction des τ est donc plus compliquée.

4.5.1 La reconstruction des muons

La reconstruction de la trajectoire des muons [116] s'effectue en plusieurs étapes à partir principalement du trajectographe et/ou des chambres à muons. Il existe en effet plusieurs types de reconstruction : "standalone", globale et "tracker", lesquels sont tous précédés de la reconstruction locale des muons. La reconstruction locale s'effectue au sein des chambres à muons et utilise les coups délivrés dans les modules CSC et DT pour reconstruire des segments de trace par simple interpolation linéaire pour chaque module. Les segments de traces correspondent aux sections de traces qui sont reconstruites par les modules du CSC et du DT à partir des dépôts électroniques.

Par la suite la reconstruction des trajectoires des muons fait appel à la méthode du filtre de Kalman pour prendre en compte les effets provenant entre autres des pertes d'énergie, des diffusions multiples et de la non-homogénéité du champ magnétique dans le détecteur à muon. Les algorithmes permettant la reconstruction des muons sont les mêmes au niveau de la décision de déclenchement et de la reconstruction hors-ligne à l'exception de la génération des germes de traces.

Les muons "standalone"

La reconstruction standalone utilise uniquement les segments de traces fournis par les reconstructions locales au sein des détecteurs DT et CSC ainsi que les informations provenant des RPC à l'interface tonneau/bouchon. La trajectoire est construite de manière itérative à partir des modules les plus internes des chambres à muon puis une reconnaissance de forme est mise en place avec une propagation de l'extérieur vers l'intérieur. La trajectoire est ensuite mise à jour avec les coups composant les segments de trace. Lors de l'application du filtre de Kalman, les segments de trace serviront d'entrée dans le tonneau tandis que ce seront directement les coups composant les segments qui seront pris en entrée dans les bouchons afin de refléter les in-homogénéités du champ magnétique. Enfin la trajectoire est interpolée à partir du module le plus interne vers la zone d'interaction et peut être contrainte avec une condition de vertex. Les reconstructions standalone HLT et hors-ligne diffèrent par la définition de l'état initial de la trajectoire : la reconstruction HLT utilise les informations provenant du déclenchement de niveau I alors que la reconstruction hors-ligne utilise une analyse des segments dans tout le détecteur et définit la cinématique du germe à partir du paramétrisation simple de la courbure entre les modules.

Les muons globaux

La reconstruction globale des muons est un ajustement entre les coups composant les muons standalone et les coups sélectionnés dans le trajectographe. La première étape consiste en la définition d'une région d'intérêt (RI) qui contient des informations concernant la position désirée de la trace au vertex et ses paramètres cinématiques avec des marges de tolérance et qui est définie à partir des muons standalone. Les traces provenant de la reconstruction standard (Chapitre 2) se trouvant dans cette région d'intérêt sont alors sélectionnées pour être comparées avec les muons standalone. Dans le cadre de la reconstruction HLT, la définition de la région d'intérêt précède la mise en place des algorithmes de reconstruction des traces dans cette région uniquement. Si la comparaison est satisfaisante alors la trajectoire est ré-ajustée en utilisant les informations du trajectographe et des chambres à muons et un muon global est construit.

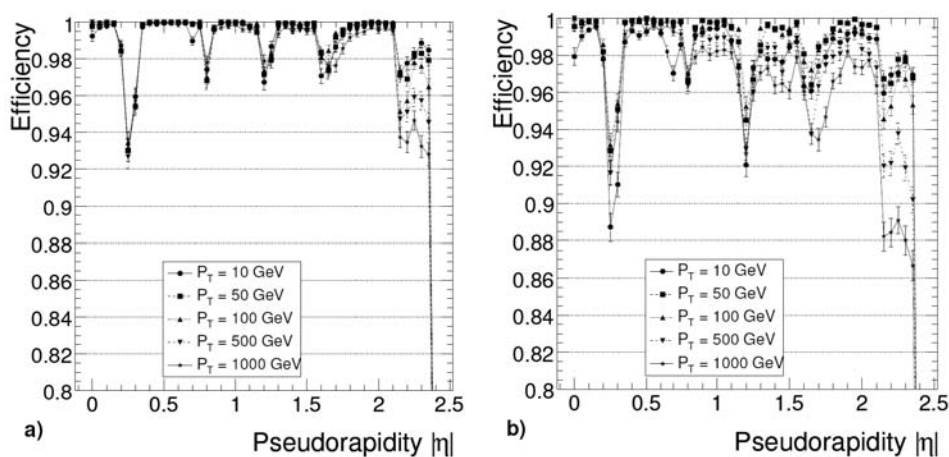


FIG. 4.17 – Efficacité de la reconstruction des muons standalone (a) et globaux (b) en fonction de η pour différents p_T des muons [117].

Les figures 4.17 permettent de comparer les performances de ces deux méthodes de reconstruction des muons pour différentes gammes de p_T . On peut noter (FIG. 4.18) que la reconstruction globale permet d'obtenir une résolution un ordre de grandeur meilleure que celle de la reconstruction standalone .

Les muons “tracker”

Il faut noter que les deux reconstructions précédentes font appel à la présence d'un muon standalone, cependant une bonne partie des muons à bas p_T ne laisseront pas assez d'information dans les chambres à muons et ne seront pas reconstruits en tant que muons standalone. Une approche complémentaire consiste à utiliser toutes les traces du trajectographe et à rechercher des indices de compatibilité avec les calorimètres et les chambres à muon. Si la trace est associée à des dépôts dans les calorimètres et à au moins un segment de trace dans les chambres à muons à proximité ou dans une direction proche de l'interpolation de la trace, alors on considérera le muon comme étant un muon “tracker” pour autant les paramètres de la trace ne seront pas réajustés.

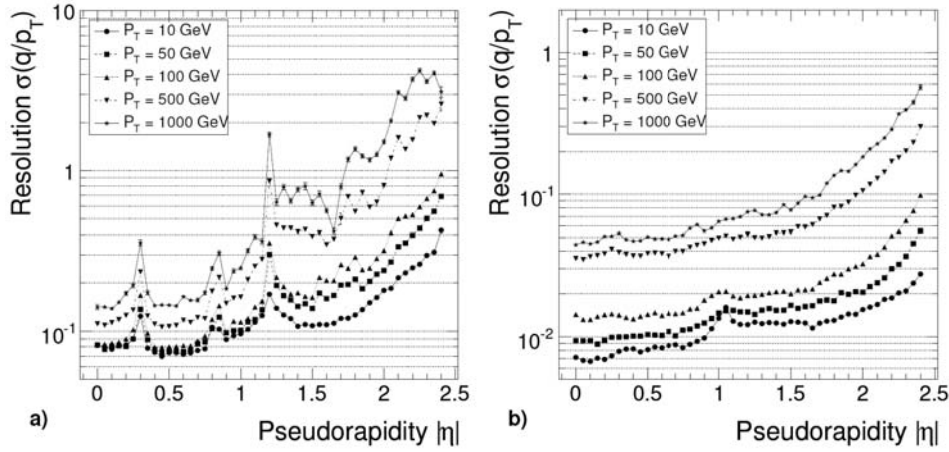


FIG. 4.18 – Résolution sur q/p_T de la reconstruction des muons standalone (a) et globaux (b) en fonction de η pour différents p_T des muons [117]. q représente la charge du muon.

Au sein de cette thèse, on utilisera des muons globaux pour ceux issus de la désintégration d'un b et des muons étant à la fois globaux et “tracker” pour ceux provenant directement du boson W issu du quark top.

4.5.2 La reconstruction des électrons

La reconstruction des électrons [118] a pour principe d'associer un amas dans le calorimètre électromagnétique avec une seule trace dans le trajectographe sachant que la majeure partie de l'énergie de l'électron est déposée dans le calorimètre électromagnétique. La reconstruction des électrons est effectuée avec dans un premier temps la reconstruction des traces associées aux amas et dans un second temps l'identification des électrons.

Les candidats électrons

La reconstruction des électrons doit tenir compte des interactions avec le trajectographe avant la mesure de l'énergie par le calorimètre car les électrons interagissent avec la matière et émettent des photons de bremsstrahlung à cause du champ magnétique radial entraînant une dispersion azimutale de l'énergie déposée dans le calorimètre. L'effet de ces interactions peut être important puisque des électrons de $p_T = 10 \text{ GeV}/c$ perdent 50% de leur énergie dans 50% des cas et que cette perte d'énergie monte à 95% dans 10% des cas. Il faut de plus prendre en compte le phénomène de conversion des photons en paires e^+e^- qui amène à des pertes d'énergie dans le calorimètre. La reconstruction des candidats électrons est initiée par la reconstruction des amas et super amas de cristaux dans le calorimètre électromagnétique⁴. Le super amas permet ensuite de déterminer le point d'impact tel qu'il serait si l'électron n'avait pas rayonné ainsi que le germe permettant d'initier la reconstruction de la trace. La reconstruction des électrons au sein du trajectographe est effectuée par un algorithme spécifique afin de mieux prendre en

⁴Le super amas regroupe les amas de cristaux afin de prendre en compte le bremsstrahlung.

compte les effets des interactions. La recherche des traces est aussi faite à partir d'un filtre de Kalman qui est cependant combiné à une modélisation de Bethe Heitler de la perte d'énergie des électrons. Les coups dans le trajectographe récupérés lors de la recherche des traces sont alors soumis au "Gaussian-Sum Filter" pour lequel les pertes d'énergie sur chaque couche sont approximées par la somme pondérée d'une distribution gaussienne.

Cette méthode, qui paramétrise mieux les interactions et les pertes d'énergie spécifiques aux électrons, permet de récupérer ainsi plus de traces d'électron que ne le permettrait la méthode de reconstruction utilisée pour les pions et les muons, et ces traces sont par ailleurs mieux mesurées.

Le super amas et la trace associée sont alors combinés pour former un candidat électron mais ils doivent auparavant satisfaire ces critères :

- $E_T^{super\ amas} > 4\text{ GeV}$
- $|\Delta\eta_{int}| = |\eta^{super\ amas} - \eta_{int}^{trace}| < 0.02$ où η_{int}^{trace} est la coordonnée η du point de plus proche approche du super amas pour l'extrapolation de la trace à partir du point le plus interne
- $|\Delta\phi_{int}| = |\phi^{super\ amas} - \phi_{int}^{trace}| < 0.15$ où ϕ_{int}^{trace} est la coordonnée ϕ du point de plus proche approche du super amas pour l'extrapolation de la trace à partir du point le plus interne
- $H^{super\ amas} / E^{super\ amas} < 0.15$ où H est l'énergie mesurée dans le calorimètre hadronique dans un rayon $\Delta R = 0.15$ autour du centre du super amas

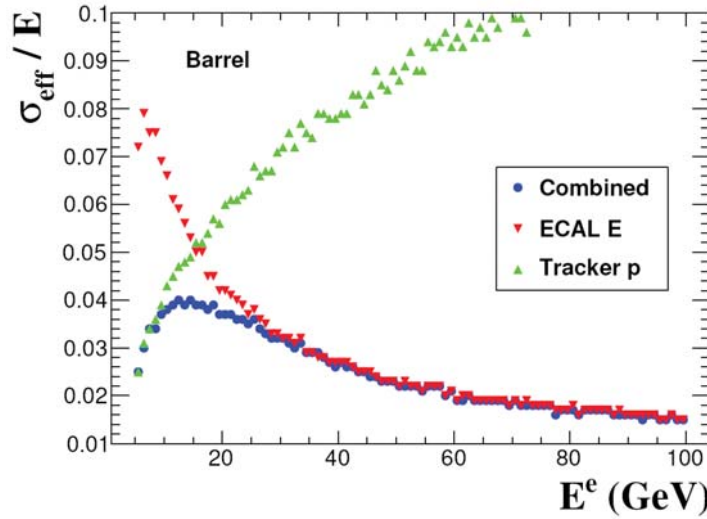


FIG. 4.19 – Résolution sur l'énergie de l'électron lors de sa mesure avec le super amas (ECAL), avec la trace (Tracker) et en combinant les deux mesures (Combined) pour des électrons dans le tonneau [118].

Afin d'améliorer la résolution sur la mesure de la quadri-impulsion de l'électron, les mesures provenant du trajectographe et du calorimètre électromagnétique sont combinées. En effet la résolution sur la mesure de l'énergie par le calorimètre électromagnétique (FIG. 4.19) s'améliore quand l'énergie de l'électron augmente alors que la résolution sur la mesure de l'énergie par le trajectographe subit la tendance inverse. Ainsi à basse énergie (environ moins de 20 GeV) l'énergie des électrons est déterminée par la mesure combinée du calorimètre et du trajectographe tandis qu'à plus haute énergie la quadri-

impulsion de l'électron a sa direction déterminée par la trace et son énergie par l'énergie du super amas. Par la suite un algorithme est appliqué afin de soustraire les électrons provenant des conversions de photons.

L'identification des électrons

Il est nécessaire d'identifier les "vrais" électrons et de réduire les bruits de fond impliquant de "faux" électrons tels que les événements QCD multi-jets. En effet les électrons provenant de W ou Z^0 peuvent être distingués des autres particules grâce à leurs caractéristiques mesurées dans le calorimètre électromagnétique et le trajectographe. Idéalement la trace d'un électron devrait parfaitement correspondre au super amas tant en position qu'en impulsion et elle devrait provenir directement du vertex en étant isolée des autres traces et dépôts énergétiques. Les principales variables utilisées sont :

- le rapport énergie hadronique/électromagnétique : H/E
- les variables de correspondance énergétique : E/p_{int} , E^{germe}/p_{int} et E^{germe}/p_{ext}
- les variables de correspondance géométrique : $\Delta\eta_{int}$ et $\Delta\phi_{int}$
- les variables de forme de la gerbe électromagnétique : la largeur en η du super amas $\sigma_{\eta\eta}$ et le rapport d'énergie sur des matrices 3x3 et 5x5 centrées sur le cristal le plus énergétique Σ_9/Σ_{25}

où le germe correspond au cristal ayant initié la reconstruction du super amas, *int* à la position la plus interne de la trajectoire et *ext* à la plus externe. Il est aussi possible d'utiliser le paramètre d'impact d_0 et le nombre de coups manquant de la trace pour distinguer les électrons provenant des conversions, ainsi que les dépôts énergétiques dans les sous-détecteurs autour de la trajectoire de l'électron.

L'identification peut ensuite être envisagée de deux manière distinctes :

- par l'application de seuils fixes : il s'agit d'établir une identification simple, efficace et robuste qui puisse être appliquée dès le démarrage. La sélection s'effectue en coupant directement sur les variables suivantes : H/E , $\Delta\eta_{int}$, $\Delta\phi_{int}$ et $\sigma_{\eta\eta}$
- par la définition de classes d'électron : il s'agit d'être plus efficace en regroupant des électrons ayant des caractéristiques similaires. Il existe trois classes d'électrons : les électrons avec faible bremsstrahlung, les électrons avec bremsstrahlung et les électrons du bruit de fond (jets).

À chaque fois les coupures ont été optimisées pour majorer l'efficacité de détection des électrons sur tout la couverture angulaire en même temps que la réjection des faux électrons.

La figure 4.20 montre la résolution qui est atteinte sur la mesure de la masse du boson Z^0 à partir de deux électrons [119]. Le biais observé entre les données et la simulation peut s'expliquer par une sous-estimation de l'énergie des électrons dans le trajectographe et l'ECAL.

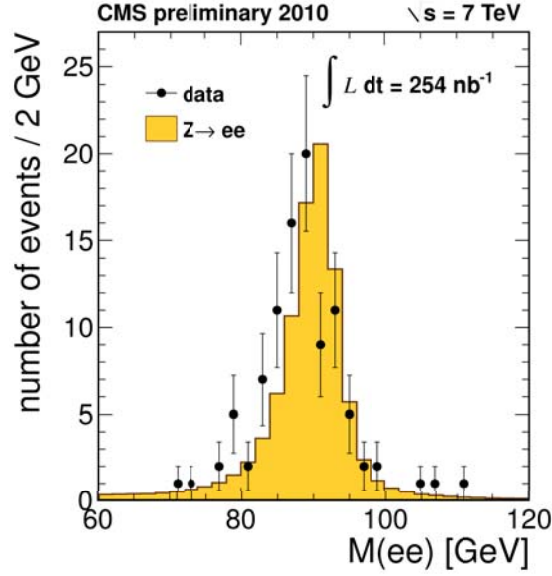


FIG. 4.20 – Masse reconstruite du boson Z^0 dans le canal $Z^0 \rightarrow e^-e^-$ sur les premières données [119].

4.6 La reconstruction de l'énergie transverse manquante

La conception du détecteur CMS a été faite de telle manière à maximiser l'herméticité des calorimètres en couvrant le plus grand angle solide possible expérimentalement ($-5 < \eta < 5$). La couverture totale à 4π ne peut pas être atteinte à cause des ouvertures nécessaires très à l'avant pour l'accès aux faisceaux de protons. Seul les produits issus des désintégrations ayant un faible p_T pourront s'échapper sans être détectés et empêcher ainsi l'utilisation de la contrainte de balance en énergie totale. Cependant ces particules s'échappant à l'avant n'emportent que de faibles moments transverses, et il est possible d'établir une contrainte sur la conservation de l'énergie dans le plan perpendiculaire à la direction du faisceau qui est nommée énergie transverse [120].

Cette méthode permet de repérer la présence de particules ayant faiblement interagi avec le détecteur, qui sont en elles-mêmes la signature d'un processus physique intéressant. Au sein du Modèle Standard seuls le muon et les neutrinos rentrent dans cette catégorie, cependant la mesure précise du moment des muons par l'association du trajectographe et des chambres à muon permet de corriger le moment transverse manquant calculé à partir des calorimètres. La présence d'énergie transverse manquante serait donc le signe de l'émission de neutrinos dans le cadre du Modèle Standard.

L'énergie transverse manquante $\cancel{E}_T$ est déterminée à partir de la somme vectorielle de toutes les énergies déposées dans les tours des calorimètres :

$$\vec{\cancel{E}}_T = - \sum_n E_n \sin \theta_n \cos \phi_n \vec{i} + E_n \sin \theta_n \sin \phi_n \vec{j} = \cancel{E}_x \vec{i} + \cancel{E}_y \vec{j} \quad (4.6)$$

où la sommation porte sur l'ensemble des tours des calorimètres. La résolution sur la

mesure de l'énergie transverse manquante peut être paramétrée de la façon suivante :

$$\sigma(\cancel{E}_T) = A + B\sqrt{\sum E_T - D} + C(\sum E_T - D) \quad \text{avec} \quad \sum E_T = \sum_n E_n \sin \theta_n \quad (4.7)$$

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

Il est possible d'appliquer des corrections sur $\cancel{E}_T$ pour améliorer la résolution et le biais sur la mesure de l'énergie transverse manquante.

Les principales corrections correspondent aux objets de haut p_T . La première d'entre elles est la correction de l'échelle en énergie des jets. En effet si l'échelle d'énergie des jets a été modifiée pour mieux refléter la physique réelle dans les analyses, il est nécessaire de reporter cette correction dans le calcul de $\cancel{E}_T$ en utilisant la formule suivante :

$$\vec{\cancel{E}}_T^{corr} = \vec{\cancel{E}}_T - \sum_i^{N_{jets}} \vec{p}_{T_i}^{corr} - \vec{p}_{T_i}^{brut} \quad (4.8)$$

Pour les événements contenant des muons, ceux-ci déposent dans la plupart des cas qu'une infime fraction de leur énergie dans les calorimètres, l'énergie restante contribuant alors à accroître $\cancel{E}_T$. On applique alors une correction de la manière suivante :

$$\vec{\cancel{E}}_T^{corr} = \vec{\cancel{E}}_T - \sum_{muons} \vec{p}_T^\mu + \sum_{depot\ calo} \vec{E}_T^\mu \quad (4.9)$$

Ces corrections peuvent jouer un rôle prépondérant dans les événements où il y a émission de muons de haut p_T ou de particules non-interagissantes et correspondent aux corrections appliquées par défaut lors d'une analyse. Il existe cependant d'autres corrections permettant de prendre en compte entre autres la présence de τ dans l'événement.

Au final l'évaluation des performances de $\cancel{E}_T$ sur des événements di-jets QCD avec $20 < \hat{p}_T < 800 \text{ GeV}/c$ sans empilement⁵ permet d'obtenir l'évaluation suivante de la résolution sur $\cancel{E}_T$ [121] :

$$\sigma^2(\cancel{E}_T) = (1.48 \text{ GeV})^2 + (103\% \text{ GeV}^{\frac{1}{2}})^2 (\sum E_T - 82 \text{ GeV}) + (2.32\% (\sum E_T - 82 \text{ GeV}))^2 \quad (4.10)$$

Conclusion

Les outils qui viennent d'être présentés dans ce chapitre vont être utilisés dans le chapitre suivant où une stratégie expérimentale de mesure de section efficace de production de paires $t\bar{t}$ sera présentée. Les performances des différentes algorithmes de simulation et de reconstruction abordés précédemment seront alors illustrés sur des échantillons d'événements $t\bar{t}$.

⁵Le $\hat{p}_T$ correspond au p_T de la collision dans le centre de masse des partons.

Chapitre 5

Mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ dès le démarrage

Le quark top n'a jusqu'à présent été produit qu'au Tevatron et au LHC. Pour un processus complexe tel que la production de paires $t\bar{t}$ et leur désintégration, une des premières mesures possible au démarrage d'une expérience est celle de sa section efficace. Les calculs théoriques les plus précis actuellement estiment que la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ pour $\sqrt{s} = 7$ TeV est de 165 ± 10 pb à l'ordre NLO+NLL. Cette mesure est d'autant plus nécessaire qu'elle permet de confirmer les calculs théoriques et qu'elle est transmise à l'ensemble des analyses pour une meilleure prise en compte du fond $t\bar{t}$.

Ce chapitre présente l'ensemble du déroulement de la mesure de section efficace effectuée lors de cette thèse. En effet il s'agit dans un premier temps d'établir des choix sur le processus et les canaux de désintégration pour pouvoir choisir les échantillons d'événements Monte-Carlo nécessaires à l'optimisation de la méthode de sélection. Par la suite il est nécessaire d'étudier les différentes sources d'erreur systématique qui affectent la mesure de section efficace en plus de l'erreur statistique. Il est alors finalement possible d'appliquer ces méthodes sur les événements Monte-Carlo et sur les données réelles avec une luminosité intégrée totale analysées correspondant à 2.4 pb^{-1} .

5.1 Choix préliminaires et Monte-Carlo

La mesure de section efficace effectuée au cours de cette thèse repose sur le comptage des événements passant un jeu de sélection afin d'utiliser la formule suivante :

$$\sigma_{t\bar{t}} \times \mathcal{B} = \frac{N_{sel} - N_{bdf}}{\epsilon_{t\bar{t}} \times \int \mathcal{L}} \quad (5.1)$$

où N_{sel} est le nombre total d'événements sélectionnés, N_{bdf} le nombre d'événements de bruit de fond sélectionnés, $\epsilon_{t\bar{t}}$ l'efficacité de sélection de l'analyse sur les événements $t\bar{t}$, $\int \mathcal{L}$ la luminosité intégrée¹ du lot de données analysé et $\mathcal{B}$ le rapport d'embranchement

¹Celle-ci sera notée L par la suite.

du canal de désintégration étudié. N_{bdf} et $\epsilon_{t\bar{t}}$ seront déterminés à partir des simulations Monte-Carlo au cours de cette analyse.

Il est donc important de définir le canal de physique du signal et prendre en compte toutes les sources possibles de bruit de fond.

5.1.1 Choix du canal d'analyse

La production de paires $t\bar{t}$ se désintégrant dans les canaux semi-leptoniques présente l'avantage d'avoir une statistique intéressante alliée à une signature claire permettant de la distinguer du bruit de fond. Le canal semi-muonique présente l'avantage supplémentaire d'utiliser la présence d'un muon isolé dans l'événement, ce dernier étant nettement identifiable au sein du détecteur CMS. La figure 5.1 représente la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ dans le canal semi-muonique, celle-ci est caractérisée par la présence d'un muon isolé, d'un neutrino, de deux jets légers et de deux jets de b .

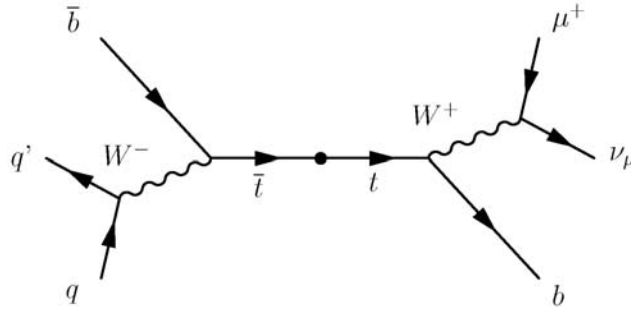


FIG. 5.1 – Diagramme de Feynman de la désintégration semi-muonique d'une paire $t\bar{t}$.

Ayant pour but de mener une mesure complémentaire de la section efficace de production $t\bar{t}$, il a été choisi d'améliorer la pureté du lot d'événements sélectionnés en appliquant une procédure d'étiquetage des jets de b . Afin d'établir une sélection robuste et de prendre en compte une possible inefficacité des algorithmes d'étiquetage des jets de b au démarrage, on a décidé d'utiliser une méthode alternative qui consiste à rechercher dans les événements la présence d'un muon non-isolé.

En effet comme le résume le tableau 5.1 dans 19% des cas les hadrons beaux produisent au moins un muon au cours de leur désintégration, cela correspond aux diagrammes de Feynman présentés sur les figures 5.2 (a) à (c). Donc la probabilité $\mathcal{P}$ d'avoir au moins un muon provenant d'un b au sein d'un événement $t\bar{t}$ est :

$$\mathcal{P} = 2 \times \mathcal{B}(b \rightarrow \mu + X) \times (1 - \mathcal{B}(b \rightarrow \mu + X)) + \mathcal{B}(b \rightarrow \mu + X)^2 = 34.8\% \quad (5.2)$$

À partir des diagrammes de Feynman présentés dans les figures 5.1 et 5.2, l'analyse va porter sur la recherche d'événement contenant au moins quatre jets, un muon isolé et un muon non-isolé. Afin de maîtriser la robustesse de l'analyse, on n'utilisera pas $\cancel{E}_T$ comme variable discriminante car la résolution sur sa mesure au démarrage ne sera pas

Canal de désintégration	$\mathcal{B}(\%)$
$b \rightarrow \mu^-$	10.70 ± 0.22
$b \rightarrow c \rightarrow \mu^+$	8.02 ± 0.19
$b \rightarrow \bar{c} \rightarrow \mu^-$	$1.62^{+0.44}_{-0.36}$
total $n_\mu \geq 1$	19.3 ± 0.5

TAB. 5.1 – Rapports d’embranchement des canaux de désintégrations du quark b donnant un muon [122]

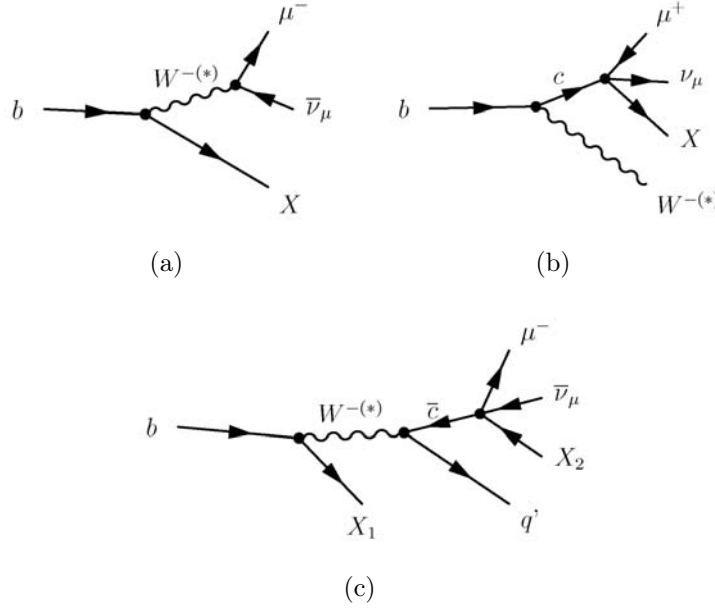


FIG. 5.2 – Diagrammes de Feynman de la production d’un muon par un quark b de manière directe (a), via un quark c (b) et via un quark $\bar{c}$ (c).

idéale. Par contre la requête d’un deuxième muon va réduire le bruit de fond QCD d’une façon considérable.

5.1.2 Les échantillons utilisés

Tous les processus conduisant au même type d’état final que le signal sont définis comme du bruit de fond physique. Les bruits de fond sont donc définis comme les processus contenant des muons et au moins quatre jets dans l’état final. Voici la liste des principaux processus en question :

- Les processus multi-jets QCD contenant au moins un muon énergétique, ceux-ci produisent des événements à haute multiplicité de jets mais avec peu de leptons isolés.
- La production de W avec des jets associés qui contiennent un lepton isolé, dont la section efficace décroît rapidement avec la multiplicité des jets associés.
- La production de Z^0 avec des jets associés qui produisent deux leptons isolés et subissent la même contrainte sur la multiplicité des jets que les bosons W .
- La production diboson de $W^\pm$ et Z^0 qui permet de produire entre 2 et 4 leptons

isolés avec une multiplicité de jets plus faible que pour la production d'un seul boson.

- La production de quark top célibataire, qui à travers leur désintégration leptonique peuvent produire un lepton isolé, cependant la multiplicité de jets est plus faible que pour les paires $t\bar{t}$.
- Les désintégrations autre que semi-muonique des paires $t\bar{t}$ seront aussi considérées comme du bruit de fond car les événements dileptoniques peuvent avoir un lepton isolé masqué par un jet et les événements hadroniques peuvent avoir des leptons fortuitement isolés. Les canaux comprenant un τ en font partie.

Les section efficaces de ces processus sont indiqués dans le tableau 5.2

Processus (Générateur)	Section efficace (pb)
QCD avec μ de $p_T > 15 \text{ GeV}/c$ (PYTHIA)	$\sim 8 \times 10^4$
W +jets avec $W \rightarrow \ell\nu$ (MadGraph)	$\sim 3 \times 10^4$
Z^0 +jets avec $Z^0 \rightarrow \ell\ell$ (MadGraph)	$\sim 3 \times 10^3$
VV+jets avec $W \rightarrow \ell\nu$ et $Z^0 \rightarrow \ell\ell$ (MadGraph)	~ 5
t célibataire (canaux s , t , tW) (MadGraph)	~ 80

TAB. 5.2 – Sections efficaces de production des bruits de fond physique de cette analyse avec $\ell = e, \mu, \tau$

Pour la description des bruits de fond physique, le générateur MadGraph a été majoritairement utilisé et il était associé à PYTHIA lors de l'étape de l'hadronisation avec correspondance des jets entre les radiations. Les événements multi-jets QCD ont été produit par PYTHIA pour la production d'une large statistique (environ 4 millions d'événement) après coupures au niveau Monte-Carlo demandant un muon avec $p_T > 15 \text{ GeV}/c$ et $\hat{p}_T > 20 \text{ GeV}/c$ pour l'événement.

Pour l'étude du signal, on a utilisé un lot d'événement Monte-Carlo produit par MadGraph contenant 1.5×10^6 événements $t\bar{t}$.

5.1.3 Optimisation de la sélection

Cette analyse a pour but d'effectuer une mesure de section efficace, il est donc nécessaire d'avoir les erreurs les plus fines possible. L'erreur statistique effectuée lors de la mesure d'une section efficace peut être calculée à partir de la formule de l'erreur totale 5.1 :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \frac{\Delta(N_{sel} - N_{bdf})}{N_{sel} - N_{bdf}} \oplus \frac{\Delta(\epsilon_{t\bar{t}})}{\epsilon_{t\bar{t}}} \oplus \frac{\Delta(\int \mathcal{L})}{\int \mathcal{L}} \quad (5.3)$$

Or $\epsilon_{t\bar{t}}$, $\int \mathcal{L}$ et N_{bdf} sont déterminés au cours de cette analyse sur les Monte-Carlo et on considère qu'ils contribuent à l'erreur systématique et non à l'erreur statistique, celle-ci peut alors s'écrire sous la forme :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma}(stat.) = \frac{\Delta(N_{sel})}{N_{sel} - N_{bdf}} \quad (5.4)$$

En considérant alors :

$$N_{sel} = S + B \quad \text{et} \quad B \approx N_{bdf} \quad (5.5)$$

avec S le nombre d'événements du signal comptés et B le nombre d'événements du bruit de fond. On peut écrire l'erreur statistique effectuée lors d'une mesure de section efficace sous la forme :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma}(\text{stat.}) = \frac{\sqrt{S+B}}{S} \quad (5.6)$$

Ce rapport, aussi dénommé sensibilité, doit donc être le plus faible possible.

5.2 La sélection des événements

Les différents critères de sélection sont présentés dans cette section en suivant le même ordre que la séquence avec laquelle ils sont appliqués lors de l'analyse. De même les différents graphiques sont obtenus après application des coupures sur les objets précédents. L'étude de la sélection des événements a été intégralement effectuée sur les échantillons Monte-Carlo définis page 134 en optimisant les coupures pour minimiser la sensibilité. Pour chaque coupure sur une variable X , on a effectué un ajustement de la sensibilité par un polynôme de degré 2 de la forme :

$$\text{sensibilite}(X) = \text{Constante} + (X - \text{Minimum})^2 \times \text{Coefficient} \quad (5.7)$$

afin de trouver directement la sensibilité minimale pour cette coupure sur la variable X . La sensibilité sera calculée au cours des ajustements pour une luminosité intégrée de 10 pb^{-1} . Les erreurs présentées sur les graphes de variation de la sensibilité prennent en compte l'intégralité de la statistique Monte-Carlo sélectionnée et la luminosité simulée.

5.2.1 Les sélections primaires

Les chemins de déclenchement

La définition des chemins de déclenchement au niveau HLT ayant été passés correspond à la première étape de toute sélection. En effet les décisions effectuées lors des chemins de déclenchement au niveau HLT permettent d'obtenir une information primaire sur le contenu d'un événement sans avoir à accéder aux objets de l'événement.

Dans le cadre de la désintégration semi-muonique des paires $t\bar{t}$, on attend un muon avec un haut p_T . On utilise donc le chemin de déclenchement HLT_Mu9 qui demande la présence d'un muon de $p_T > 9 \text{ GeV}/c$ qui soit reconstruit dans les chambres à muon et le trajectographe. Celui-ci est en effet le plus efficace pour garder le signal de cette analyse. Ce chemin de déclenchement ne pose aucune condition sur l'isolation du muon.

Les coupures de présélection

Suite à la spécificité du canal d'étude, on demande aussi qu'il y ait au moins 2 muons et 4 jets. Ces critères s'appliquent sans la moindre contrainte sur les propriétés de ces objets. Comme il n'y a pas de critère cinématique les deux muons ne correspondent pas forcément au muon ayant déclenché le chemin de déclenchement HLT.

On demande de plus qu'il y ait au moins un vertex primaire (cf. Chapitre 2.1.3) qui satisfasse les conditions suivantes :

- il doit être identifié comme vrai par les algorithmes de CMS : celui-ci doit avoir $\chi^2 > 0$, $n_{trace} > 0$ ce qui pourrait être le cas s'il s'agit de la ligne de faisceau,
- il doit avoir plus de 4 degrés de liberté qui correspondent à la somme pondérée des traces utilisés lors de la reconstruction du vertex primaire,
- ses coordonnées doivent vérifier $r < 2 \text{ cm}$ et $|z| < 15 \text{ cm}(MC)/24 \text{ cm}(donnees)^2$.

5.2.2 Sélection des muons

On définit tout d'abord la variable d'isolation relative $RelIso$ d'un muon par rapport aux jets par :

$$RelIso = \frac{1}{1 + IsoAbs} \quad (5.8)$$

$$IsoAbs = \frac{TrackIso + CaloIso}{p_T^\mu} \quad (5.9)$$

$$TrackIso = \sum_{\Delta R < lim} p_T^{traces} - p_T^\mu \quad (5.10)$$

$$CaloIso = \sum_{veto_1 < \Delta R < lim} E_{cristaux}^{ECAL} + \sum_{veto_2 < \Delta R < lim} E_{tours}^{HCAL} \quad (5.11)$$

où les véto $veto_1 = 0.07$ et $veto_2 = 0.1$ correspondent aux dimensions en ΔR des dépôts énergétiques propres (MIP) du muon dans les calorimètres et lim à une valeur maximale définie par défaut à 0.3. La variable $RelIso$ prend des valeurs entre 0 et 1 où 1 représente un muon parfaitement isolé et 0 un muon totalement noyé dans un jet. Avec le p_T il s'agit de deux variables permettant d'accéder à la nature des muons.

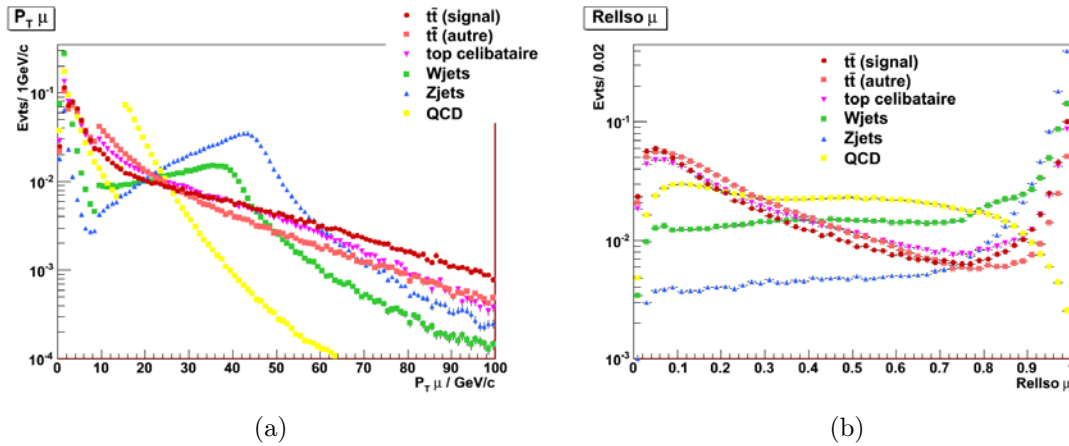


FIG. 5.3 – Distribution normalisée à l'unité de p_T (a) et $RelIso$ (b) pour l'ensemble des muons pour les différents échantillons Monte-Carlo

On peut observer sur la figure 5.3(a) que les muons des échantillons $W/Z^0 + \text{jets}$ présentent un pic dans leur distribution en p_T qui atteint son maximum à $40 - 45 \text{ GeV}/c$,

²Pour comparaison le faisceau possède comme dimension : $(\sigma_r = 45 \mu\text{m}, \sigma_z = 5.83 \text{ cm})$ et la zone d'interaction : $(\sigma_r = 0.2 \text{ cm}, \sigma_z = 15.9 \text{ cm})$.

ce qui correspond à la moitié de l'énergie totale (masse + cinétique) du boson initial. Comme il s'agit de muons isolés, on peut attendre le même comportement des muons provenant d'un W lors de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$. On peut apercevoir sur cette même figure que le spectre en p_T des muons de l'échantillon QCD présente une rupture pour $p_T = 15 \text{ GeV}/c$ qui correspond au filtre appliqué lors de la génération des événements par PYTHIA, en effet ce filtre requiert qu'il y ait au moins un muon de $p_T > 15 \text{ GeV}/c$ dans l'événement dur. De même les muons provenant des échantillons $W/Z^0 + \text{jets}$ sont nettement mieux isolés (FIG. 5.3(b)) que ceux provenant de l'échantillon QCD.

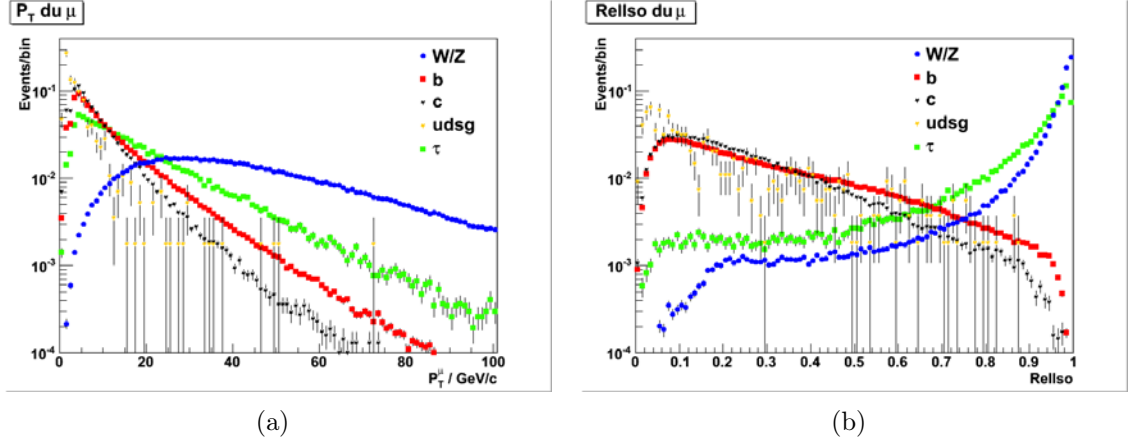


FIG. 5.4 – Distribution normalisée à l'unité de p_T (a) et $RelIso$ (b) des muons dans les événements $t\bar{t}$ en fonction de l'origine du muon

Les figures 5.4 (a) et (b) permettent de se rendre compte qu'au sein même des événements $t\bar{t}$ il existe plusieurs populations distinctes de muons :

- ceux provenant d'un W sont nettement isolés et leur p_T présentent un pic au environ de $30 \text{ GeV}/c$
- ceux provenant d'un τ sont aussi nettement isolés et la distribution en p_T pique vers $5 \text{ GeV}/c$
- ceux provenant de quarks b et c ne sont pas isolés et présentent un pic vers $5 \text{ GeV}/c$
- finalement ceux provenant de quarks légers et de gluons, ne sont pas isolés et leur distribution en p_T pique à 0

On va donc appliquer deux jeux de sélections sur les muons en fonction qu'il soit un muon isolé provenant d'un W ou un muon non-isolé provenant d'un quark b .

le muon isolé

Le muon isolé provient d'un W et emporte une large fraction de son impulsion en étant émis proche de la zone d'interaction. Les critères généraux qui définissent un muon isolé sont :

- la nature du muon *GlobalMuon* et *TrackerMuon* : le muon doit être reconstruit dans le trajectographe et les chambres à muons afin de réduire la contamination due aux muons issus des désintégrations en vols des hadrons et collision avec la matière du détecteur,
- le critère d'identification *GlobalMuonPromptTight* : la trace du muon doit respecter

les critères $\chi^2 < 10$. pour l'ajustement et $N^{valide} > 0$ pour les coups dans les chambres à muons,

- la trace du muon doit avoir $N_{coups} \geq 11$ dans le trajectographe,
- les critères géométriques $\eta < 2.1$ et $dB < 0.02$ cm la distance de plus courte approche entre la trace et la ligne de faisceau
- le dépôt énergétique maximale dans un $\Delta R < 0.07(0.1)$ dans l'ECAL (HCAL) de 4(6) GeV correspondant à l'énergie maximale que peut déposer un muon autour de sa trace (MIP)

Les critères de χ^2 et N_{coups} ont pour but de requérir une qualité minimale de la trace associée au muon. De même les coupures en η et dB (FIG. 5.5 (a) et (b)) sont mises en œuvres pour vérifier que le muon isolé est bien consistant avec l'acceptance géométrique du déclenchement HLT d'une part et qu'il est bien originaire de la zone d'interaction d'autre part. La coupure en dB permet en plus de supprimer une légère fraction des événements QCD.

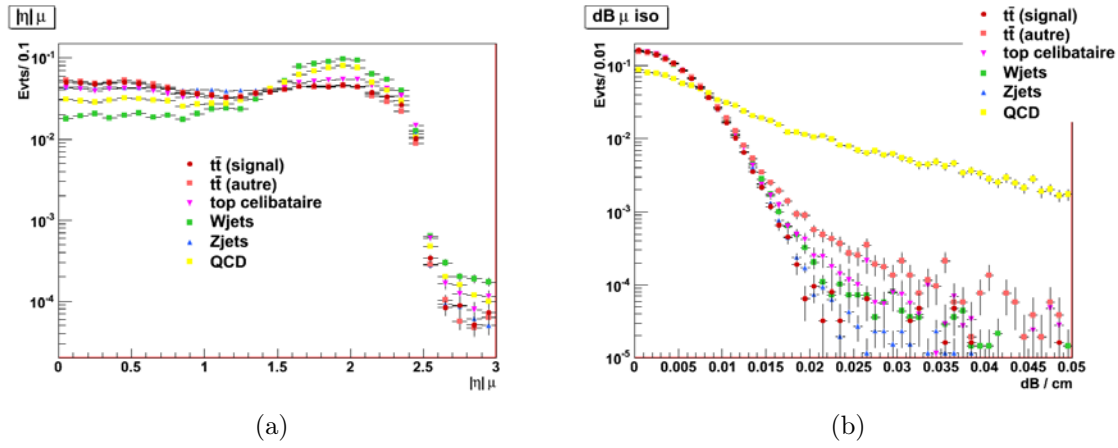


FIG. 5.5 – Distribution normalisée à l'unité de η (a) pour l'ensemble des muons et dB (b) pour les muons isolés pour les différents échantillons Monte-Carlo

Par contre on a mis en place deux coupures pour le muon isolé avec un p_T minimum et une valeur d'isolation $RelIso$ minimale. En effet en demandant la présence de deux muons au sein de l'événement, on va considérablement réduire le bruit de fond provenant de la QCD et on peut relâcher les coupures en isolation et en énergie par rapport à une analyse standard sur les paires $t\bar{t}$ dans le canal semi-muonique.

La figure 5.6 (a) permet d'établir qu'il y a un minimum de sensibilité pour $p_T = (17.3 \pm 1.5) \text{ GeV}/c$. L'ajustement de la coupure en $RelIso$ (FIG. 5.6 (b)) présente un minimum en $RelIso = 0.891 \pm 0.005$. On va donc adopter les valeurs de coupure $p_T > 17 \text{ GeV}/c$ et $RelIso > 0.9$ pour la sélection, où on demandera qu'il n'y ait qu'un seul muon de ce type.

les muons non-isolés

Pour les muons non-isolés on requiert les critères généraux suivant pour définir le type de muon et la contrainte géométrique :

- la nature *GlobalMuon* du muon, car contrairement au muon isolé ils sont produits par la désintégration d'un hadron

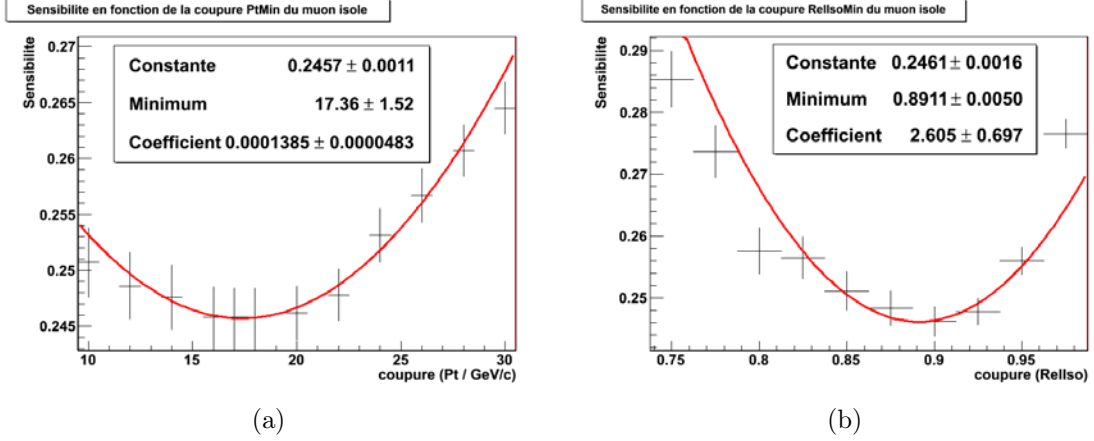


FIG. 5.6 – Sensibilité en fonction de la coupure en p_T (a) et $RelIso$ (b) minima du muon isolé

- le critère géométrique $\eta < 2.5$ afin de rester compatible avec le trajectographe auxquels on ajoute deux critères de qualité sur la trace du muon :
 - $\chi^2 < 10$. pour l'ajustement de la trace
 - $N_{coups} \geq 11$ dans le trajectographe

Cependant en lieu et place d'une coupure sur le p_T , on met en place deux coupures sur l'isolation relative du muon. En effet les muons issus d'un b ne sont pas très énergétique (FIG. 5.4 (a)) mais en effectuant une coupure sur le minimum en $RelIso$ il serait possible de supprimer des contributions provenant de jets légers (FIG. 5.4 (b)).

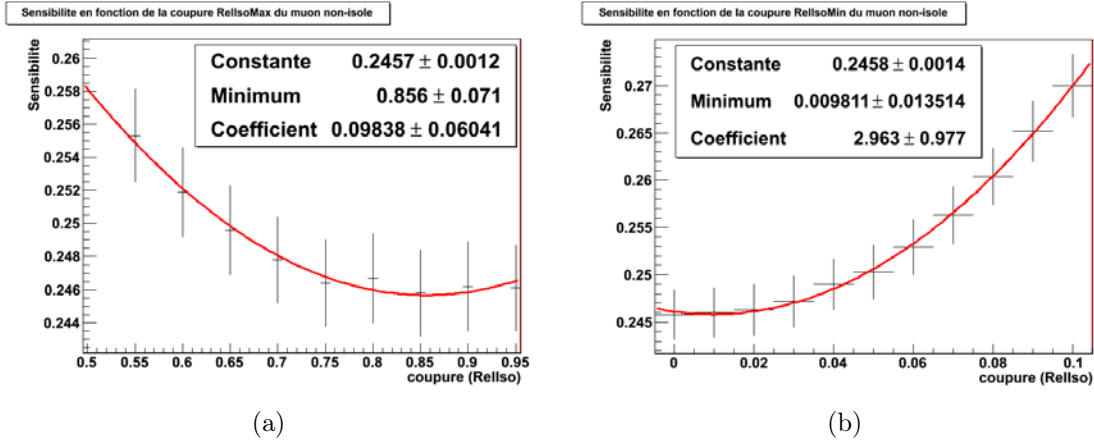


FIG. 5.7 – Sensibilité en fonction de la coupure en isolation maximum (a) et minimum (b) des muons non-isolés

La figure 5.7 (a) montre que le minimum de sensibilité se trouve en $RelIso_{max} = 0.85 \pm 0.07$ tandis que sur la figure 5.7 (b) l'ajustement sur la sensibilité en fonction de la coupure minimale sur l'isolation relative possède un minimum en $RelIso_{min} = 0.009 \pm 0.014$. Il n'est alors pas pertinent d'effectuer une coupure sur le minimum de l'isolation relative du muon non-isolé. On requiert donc $0. < RelIso < 0.85$ pour les muons non-isolés.

L'origine des muons est obtenue à partir de la correspondance entre les muons reconstruits et les muons générés avant la simulation du détecteur. Celle-ci est obtenue à

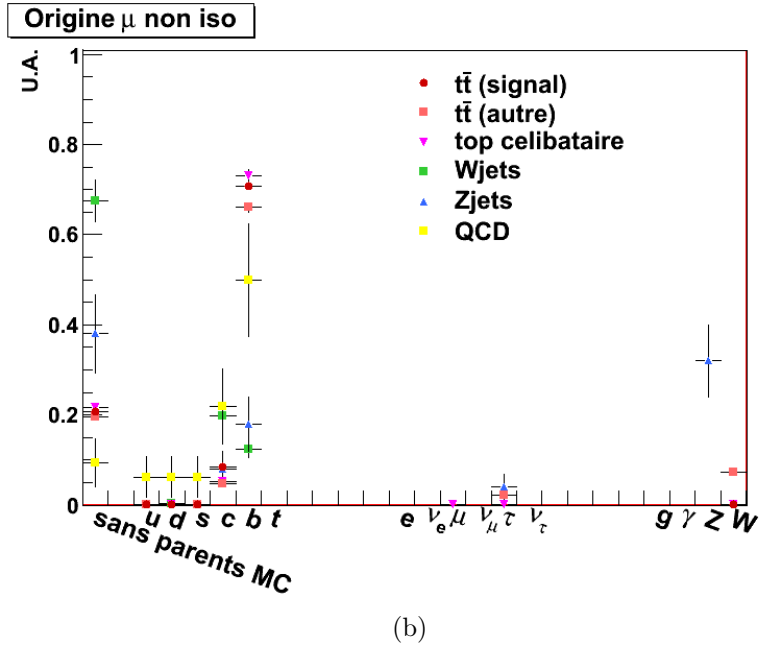
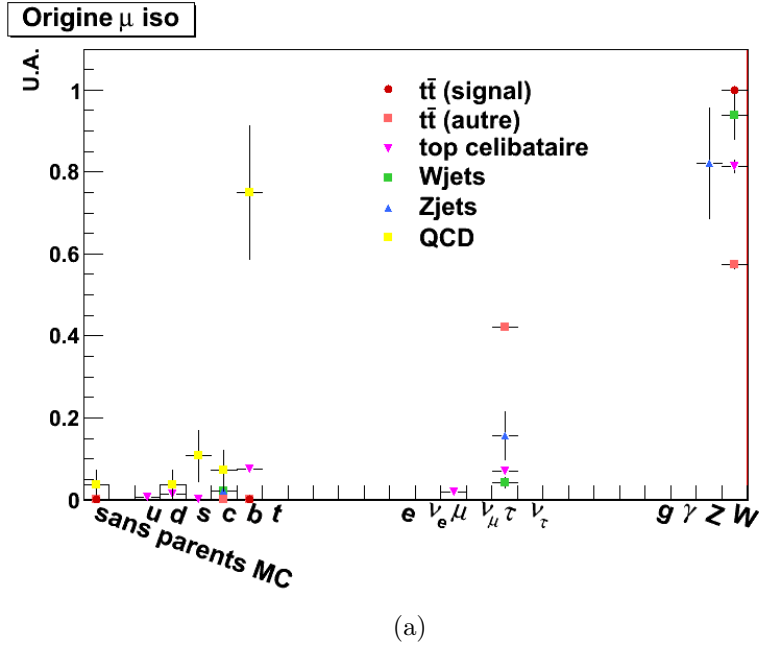


FIG. 5.8 – Distribution normalisée à l'unité de la saveur de la particule ayant donnée naissance au muon isolé (a) et non-isolé (b) pour les différents échantillons Monte-Carlo. La première entrée correspond aux muons dont la vérité Monte-Carlo a été perdue.

partir de la vérité Monte-Carlo et de la vérification de la compatibilité en ΔR et p_T entre les particules générées et reconstruites. Cette correspondance permet ensuite d'étudier la nature des particules mère, grand-mère et arrière-grand-mère associées au muon. La figure 5.8 (a) permet de voir que le muon isolé sélectionné provient majoritairement d'un W sauf pour l'échantillon QCD où ils proviennent d'un b et l'échantillon $Z^0 + \text{jets}$ où il proviennent d'un Z^0 . Alors que la figure 5.8 (b) montre clairement que les muons non-isolés ont pour origine principale un quark b .

5.2.3 Veto sur les électrons

On souhaite éliminer les événements contenant des électrons provenant des bosons W et Z^0 . Les bruits de fond, qui doivent être soustraits, sont principalement les désintégrations semi-électronique et dileptonique des paires $t\bar{t}$ avec un électron et un muon ainsi que les configurations comportant au moins un électron dur.

On recherche donc des électrons énergétiques et isolés. On demande alors à ce qu'il n'y ait aucun électrons satisfaisant tous les critères suivant :

- $|\eta| < 2.5$ pour que les électrons soient compatibles avec le trajectographe,
- $p_T > 15 \text{ GeV}/c$,
- $RelIso > 0.8$

où E_T^e remplace p_T^μ dans la formule de $IsoAbs$ (Eqn. 5.9) intervenant pour le calcul de $RelIso$ (Eqn. 5.8).

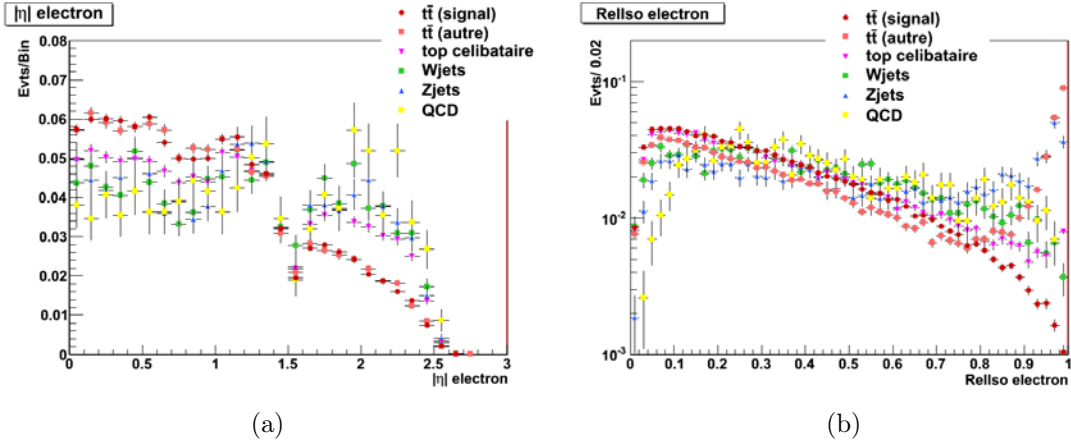


FIG. 5.9 – Distribution normalisée à l'unité de la pseudo-rapidité (a) et de l'isolation relative (b) des électrons pour les différents échantillons Monte-Carlo

La contrainte sur la pseudo-rapidité (FIG. 5.9 (a)) est purement géométrique pour contraindre l'électron à passer par le trajectographe. Les deux coupures suivantes ont pour tâche de repérer les électrons provenant de bosons W ou Z^0 , ils sont en effet plus énergétiques et mieux isolés que des électrons provenant de processus QCD, on peut remarquer sur la figure 5.9 (b) que cette coupure va principalement intéresser les événements $Z^0 + \text{jets}$ et $t\bar{t}$ autres que semi-muonique.

5.2.4 Sélections des jets

On va utiliser des jets reconstruits à partir de l'algorithme anti- k_t avec une taille de cône $\Delta R = 0.5$ qui a tourné sur les informations calorimétriques. On ne regarde que les jets qui satisfont aux critères de qualité suivant :

- $|\eta| < 2.4$,
- $emf > 0.01$,
- $n_{90} > 1$,
- $f_{HPD} < 0.98$

avec emf la fraction électromagnétique du jet, n_{90} le nombre de coups dans le calorimètre contenant 90% de l'énergie du jet et avec f_{HPD} correspondant à la fraction de l'énergie

du jet obtenue par l'élément de lecture du HCAL le plus "chaud" du jet. Ces trois critères ont pour but d'éliminer les faux jets provenant de l'électronique.

Si on regarde la figure 5.10, on voit clairement qu'il n'y a aucune considération topologique dans le choix de la coupure en pseudo-rapidité des jets, si ce n'est la compatibilité angulaire avec le trajectographe pour l'utilisation optionnelle d'un algorithme d'étiquetage de jets de b .

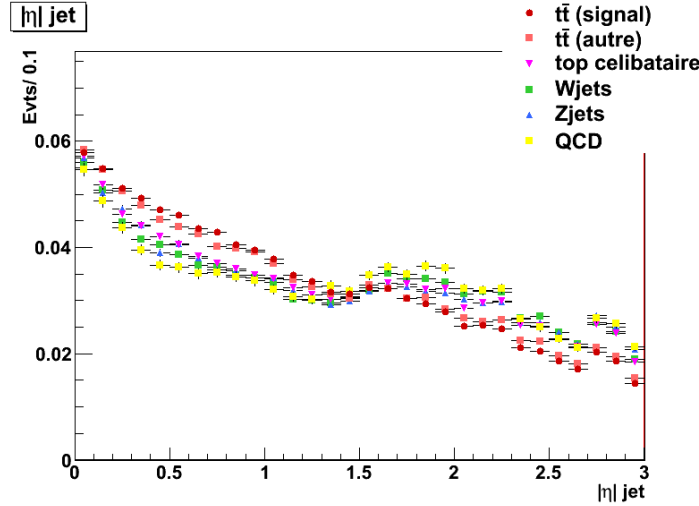


FIG. 5.10 – Distribution normalisée à l'unité de la pseudo-rapidité des jets avant sélection pour les différents échantillons Monte-Carlo

Par contre l'énergie transverse des jets va se révéler être discriminante entre le signal et le bruit de fond. Il apparaît en effet si on regarde les figures 5.11 (a), (b) et (c), qui concerne l'ensemble des jets de l'événement, que les distributions en énergie transverse varient grandement avec le rang du jet dans le classement en p_T décroissant. On a alors décidé d'appliquer une coupure sur l'énergie transverse des jets qui dépend du rang du jet tout en requérant qu'il y ait au moins quatre jets passant mes coupures dans un événement

La figure 5.12 (a) qui présente l'ajustement de la sensibilité en fonction de l'énergie transverse minimale du premier jet sélectionné, la sensibilité montre un minimum en $E_T = (50.3 \pm 3.0)$ GeV. De même les figures 5.12 (b) et (c) qui présentent le même ajustement pour le second jet (b) et les jets suivants (c) donnent des minima en $E_T = (37.2 \pm 1.6)$ GeV pour le second jet et $E_T = (19.3 \pm 0.4)$ GeV pour les jets suivants.

On appliquera donc les coupures suivantes :

- $E_T > 50$ GeV pour le premier jet sélectionné,
- $E_T > 37$ GeV pour le second jet sélectionné,
- $E_T > 20$ GeV pour les jets suivants.

5.2.5 Veto sur le Z^0

Après les sélections précédentes, il reste des paires de muons produites lors de la désintégration d'un boson Z^0 qui apparaissent nettement sur la figure 5.13 en calculant la masse invariante des paires de muons possédant une charge opposée.

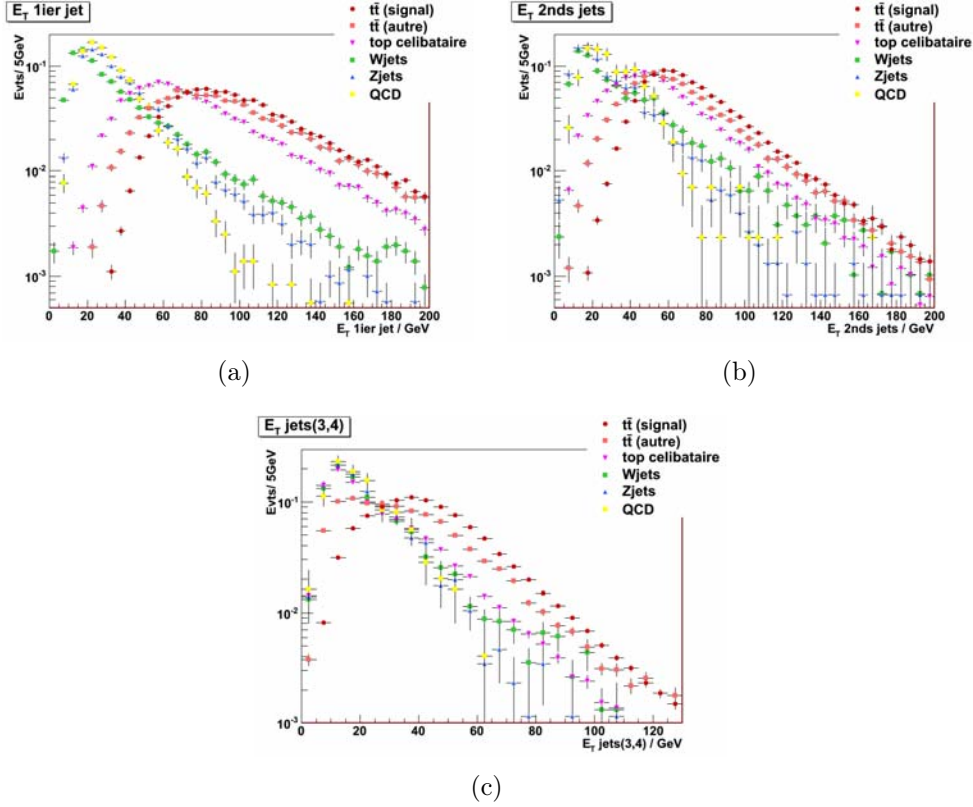


FIG. 5.11 – Distribution en E_T pour le premier jet (a), le second (b) et les jets suivants (c) pour les différents échantillons Monte-Carlo. L'ordre des jets est obtenu par p_T décroissant

On a donc décidé d'appliquer une coupure $m_{Z^0} - 5\Gamma_{Z^0} < m_{\mu^+\mu^-} < m_{Z^0} + 5\Gamma_{Z^0}$ sur l'ensemble des paires de muons de charges opposées obtenues à partir du muon isolé et d'un des muon non-isolé, en sachant que $\Gamma_{Z^0} = 2.4952 \text{ GeV}/c^2$ est très supérieur à la résolution sur la mesure de la masse di-muon.

Cela permet d'éliminer 50% du bruit de fond $Z^0 + \text{jets}$ qui s'était maintenu jusqu'à cette étape (cf. sous-section suivante).

5.2.6 Résultat de la sélection

Après application de l'ensemble des coupures, on peut établir les efficacités de sélection de mes coupures à partir du tableau 5.3.

On est aussi en mesure de simuler les distributions telles qu'elles seraient pour des données réelles pour une luminosité donnée. Les figures 5.14 (a) et (b) permettent d'avoir un aperçu des distributions en p_T et $RelIso$ pour le muon isolé sélectionné pour une luminosité intégrée de 10 pb^{-1} .

Les principaux résultats obtenus à partir de la sélection sur les échantillons Monte-Carlo sont résumés dans le tableau 5.4 pour une luminosité simulée de 10 pb^{-1} en considérant deux hypothèses : soit l'ensemble des événements $t\bar{t}$ constitue le signal dont on veut mesurer la section efficace, soit on ne souhaite mesurer que la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ se désintégrant dans le canal semi-muonique.

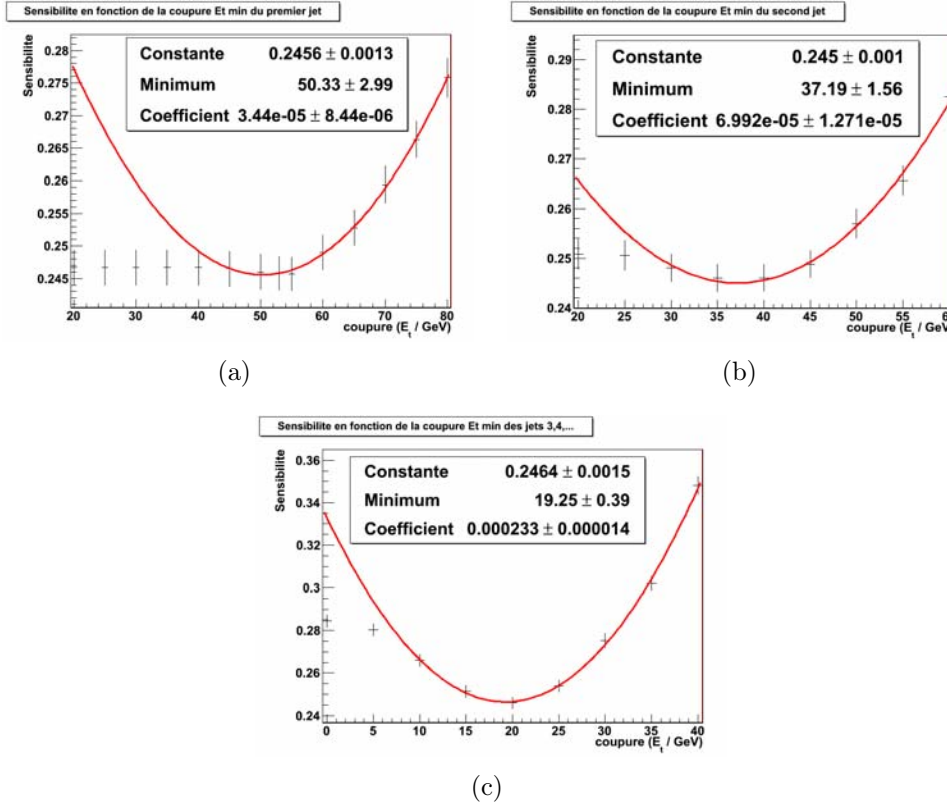


FIG. 5.12 – Sensibilité en fonction de la coupure en E_T minimum pour le premier jet (a), le second (b) et les jets suivants (c) pour les différents échantillons Monte-Carlo.

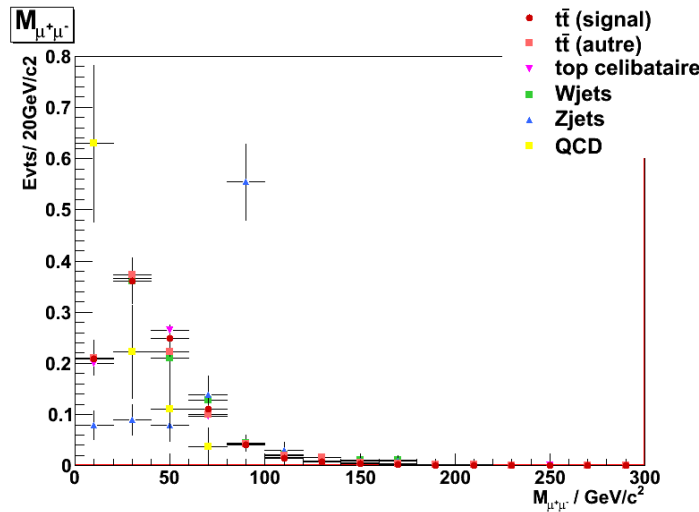


FIG. 5.13 – Distribution normalisée à l'unité de la masse invariante de la paire $\mu^+\mu^-$ pour les différents échantillons Monte-Carlo

On rappelle que la signification $S/\sqrt{S+B}$ évolue comme $\sqrt{\mathcal{L}}$ tandis que la sensibilité évolue comme $1/\sqrt{\mathcal{L}}$. Donc plus la luminosité enregistrée sera grande, plus l'erreur statistique sur la mesure de la section efficace de production sera faible. On note qu'avec $L = 4 \text{ pb}^{-1}$, il est possible d'effectuer une redécouverte à 3σ statistique pour le signal $t\bar{t}$ et 2.5σ statistique pour la désintégration semi-muonique de la paire $t\bar{t}$.

	$t\bar{t}$ semi- μ	$t\bar{t}$ autres	W + jets	Z^0 + jets	VV + jets	t célib.	QCD
pas de coupure	244	1406	280000	28000	48	782	786880
HLT_Mu9	199	285	56517	8195	20	244	612800
4 jets et 2 μ	98	154	5397	5020	7	87	163809
vertex	98	154	5396	5017	7	87	163784
1 μ isolé	70	37	4041	1745	3	50	2852
≥ 1 μ non-isolé	45	22	339	215	0.4	28	690
veto e	44	15	337	204	0.3	27	687
4 jets	31	6	9	3	0.01	3	5
veto Z^0	29.9 ± 0.2	5.8 ± 0.1	8.4 ± 0.5	1.5 ± 0.2	0.01 ± 0.002	3.3 ± 0.1	5 ± 1
Canal $t\bar{t}$ semi- μ	Signal = 29.9 ± 0.2			Bruit = 23.3 ± 1.2			
Canal $t\bar{t}$ inclusif	Signal = 35.7 ± 0.2			Bruit = 18.6 ± 1.2			

TAB. 5.3 – Nombre d'événement sélectionnés par échantillons Monte-Carlo en fonction des coupures appliquées pour $L = 10 \text{ pb}^{-1}$.

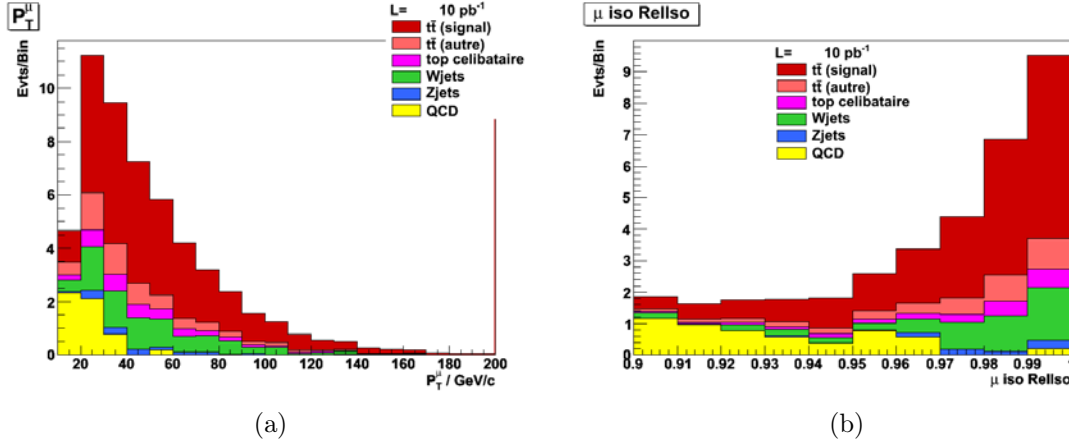


FIG. 5.14 – Distribution normalisée pour $L = 10 \text{ pb}^{-1}$ du p_T (a) et de la variable $RelIso$ du muon isolé sélectionné avec la composition en fonction des processus.

	$t\bar{t}$	$t\bar{t}$ semi- μ
ϵ	$(2.16 \pm 0.01) \times 10^{-2}$	$(1.23 \pm 0.01) \times 10^{-1}$
S/B	1.92 ± 0.12	1.23 ± 0.06
$S/\sqrt{S+B}$	4.85 ± 0.05	4.06 ± 0.05
sensibilité (%)	20.6 ± 0.2	24.6 ± 0.3
$\sigma \pm \Delta\sigma(stat)$	$(165 \pm 34) \text{ pb}$	$(24 \pm 6) \text{ pb}$

TAB. 5.4 – Résultats obtenus à partir de la sélection sur les échantillons Monte-Carlo pour $L = 10 \text{ pb}^{-1}$. ϵ est l'efficacité de sélection du signal.

5.3 Les erreurs systématiques

Lors de toutes mesures, il faut prendre en compte les erreurs statistiques qui viennent de la taille de l'échantillon analysé et les erreurs systématiques qui proviennent des échantillons Monte-Carlo, de la reconstruction des événements et de l'incertitude sur

la luminosité intégrée analysée, cette dernière pouvant être considérée comme une troisième source indépendante d'erreur lors d'une mesure. Les principales sources d'erreur systématique sont présentées dans cette section et seront étudiées de manière indépendante.

5.3.1 Erreur systématique théorique

Une partie de l'erreur systématique provient de l'utilisation d'événements simulés afin de mettre au point l'analyse. Ces événements simulés possèdent en effet des incertitudes structurelles liées à la configuration même du générateur Monte-Carlo, la principale source étant la paramétrisation des radiations et de la fragmentation dans les générateurs.

Incertitudes sur les paramètres des générateurs

Pour l'étude de l'incertitude sur les paramètres des générateurs, un échantillon $t\bar{t}$ avec PYTHIA a été produit qui servira de référence pour les erreurs systématiques. PYTHIA dispose de la souplesse suffisante pour changer simplement les paramètres du générateur. Seul les paramètres les plus importants pour le processus $t\bar{t}$ vont varier [123] :

- Λ_{QCD} correspondant aux paramètres PARP(61), PARP(72) et PARJ(81) que on fera varier simultanément de $\pm 40\%$ à partir de la valeur centrale 0.25,
- échelle en énergie Q^2 qui sera multipliée ou divisée par 4 via les paramètres PARP(67) et PARP(71) à partir de la valeur nominale 4,
- la fonction de Peterson ϵ_b qui régit la fragmentation du b via le paramètre PARJ(55)= 0.04 qui variera de $\pm 10\%$.

Les deux premiers jeux de paramètres jouent sur les radiations QCD et le Parton Shower tandis que le dernier paramétrise la fragmentation et l'hadronisation des jets de b . Les échantillons de données ont été obtenus à partir de simulation rapide.

Source	Variation vs. référence (%)	Contribution (%)
Λ_{QCD}	$\Uparrow$	2.2
	$\Downarrow$	4.1
Q^2	$\Uparrow$	1.4
	$\Downarrow$	2.3
ϵ_b	$\Uparrow$	0.7
	$\Downarrow$	0.9

TAB. 5.5 – Calcul des contributions à l'erreur systématique des différentes variations appliquées sur les paramètres du générateur lors de la sélection des événements $t\bar{t}$ obtenues à partir de la variation de $\epsilon_{t\bar{t}}$. $\Uparrow$ correspond à l'augmentation du paramètre et $\Downarrow$ à sa diminution.

Les tableaux 5.5 et 5.6 résument les différentes contributions qui sont apportées à l'erreur systématique par les variations appliquées sur les paramètres du générateur lorsque l'on considère le signal comme étant l'intégralité des événements $t\bar{t}$ ou juste ceux

Source	Variation vs. référence (%)	Contribution (%)
Λ_{QCD} $\uparrow\uparrow$	1.9	5.5
	$\downarrow\downarrow$ 5.5	
Q^2 $\uparrow\uparrow$	0.2	1.7
	$\downarrow\downarrow$ 1.7	
ϵ_b $\uparrow\uparrow$	1.3	1.3
	$\downarrow\downarrow$ 1.2	

TAB. 5.6 – Calcul des contributions à l’erreur systématique des différentes variations appliquées sur les paramètres du générateur lors de la sélection des événements $t\bar{t}$ semi-muonique obtenues à partir de la variation de $\epsilon_{t\bar{t}}(semi - \mu)$. $\uparrow\uparrow$ correspond à l’augmentation du paramètre et $\downarrow\downarrow$ à sa diminution.

se désintégrant dans le canal semi-muonique. On peut en déduire que les incertitudes théoriques dues à la paramétrisation de l’hadronisation et de la fragmentation apportent une contribution à l’erreur systématique égale à 4.8% pour l’intégralité des événements $t\bar{t}$ et 5.9% pour le canal semi-muonique.

Variations entre générateurs Monte-Carlo

Comme cela a été présenté dans le chapitre 4, il existe plusieurs générateurs Monte-Carlo capable de produire des événements $t\bar{t}$ en utilisant des techniques différentes.

On a donc comparé les efficacités de sélection des paires $t\bar{t}$ entre le générateur MadGraph, qui a été utilisé pour mettre au point l’analyse et représente donc la référence et le générateur PYTHIA, qui a été utilisé pour le calcul de l’erreur systématique provenant de l’incertitude sur les paramètres des générateurs. Le tableau 5.7 donne les deux

Générateur	$\epsilon_{t\bar{t}} \times 10^2$	Variation vs. référence (%)
MadGraph	2.16 ± 0.01	0
PYTHIA	2.06 ± 0.03	4.6 ± 0.1

TAB. 5.7 – Comparaison de l’efficacité de sélection des paires $t\bar{t}$ pour les générateurs MadGraph et PYTHIA.

efficacités de sélection. On peut en déduire une variation de l’ordre de 5% de la sélection en fonction du choix du générateur. Il apparaît donc que la variation sur l’efficacité de sélection introduite par le choix du générateur est du même ordre que l’erreur systématique apportée par l’incertitude sur les paramètres des générateurs. Il s’agit d’une confirmation indirecte de l’estimation de l’erreur systématique.

5.3.2 Erreur systématique expérimentale

L’autre source d’erreur systématique est l’expérience elle-même avec les imperfections de la compréhension du détecteur, les méconnaissances et les incertitudes liées aux

variables utilisées lors de l'analyse ou du calcul de la section efficace. Il y a aussi l'erreur liée à la soustraction du bruit de fond.

Échelle d'énergie des jets

La première contribution d'ordre expérimentale à l'erreur systématique provient de l'incertitude sur l'estimation de l'énergie des jets (JES). Cette contribution peut être obtenue en appliquant un facteur $1 \pm x$ sur le quadri-moment des jets tout au long de l'analyse avec x représentant l'incertitude sur l'énergie des jets après que celle-ci soit corrigée.

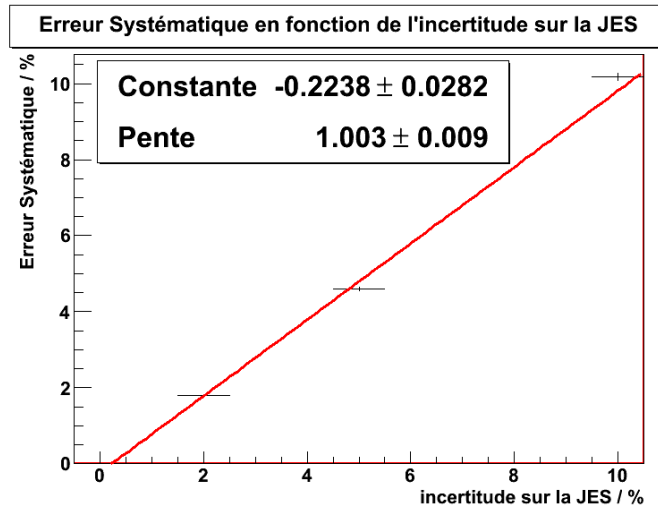


FIG. 5.15 – Incertitude maximale sur $\epsilon_{t\bar{t}}(semi-\mu)$ provenant de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets avec un ajustement $Constante + Pente \times X$.

Il apparaît sur la figure 5.15 que la contribution de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets croît linéairement avec cette incertitude. On est donc à même d'extrapoler la valeur de l'erreur systématique liée à l'échelle d'énergie des jets pour toutes valeurs de l'incertitude sur cette même échelle.

Au démarrage, on considère que l'on aura une incertitude de 10% sur l'échelle d'énergie de jets ce qui correspond une contribution à l'erreur systématique égale à 10.9% lorsque l'on considère l'ensemble des événements $t\bar{t}$ et 10.2% lorsque l'on s'intéresse uniquement au canal de désintégration semi-muonique.

Luminosité intégrée

La deuxième contribution à l'erreur systématique expérimentale provient de la mesure de la luminosité intégrée qui est utilisée lors du calcul de la section efficace.

En effet la luminosité intégrée est mesurée indépendamment par des processus interne à l'expérience CMS et par des expériences indépendantes telles que TOTEM. Il existe donc une incertitude expérimentale sur la mesure de la luminosité intégrée.

On considère qu'au démarrage du LHC, la luminosité sera connue à 10% près [124],

cette incertitude se réduisant par la suite. Il sera possible de normaliser la luminosité par rapport à d'autres processus mieux connus.

5.3.3 Erreur systématique totale

L'erreur systématique totale est estimée à partir de ses contributions provenant de la paramétrisation du générateur, de l'échelle d'énergie des jets et de la luminosité et peut se résumer de la façon suivante :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma}(t\bar{t})(syst.) = 4.8\%(gen) \oplus 10.9\%(JES) \oplus 10\%(\mathcal{L}) = 15.5\%(5.12)$$

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma}(t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bqq')(syst.) = 5.9\%(gen) \oplus 10.2\%(JES) \oplus 10\%(\mathcal{L}) = 15.4\%(5.13)$$

Application à la stratégie de sélection

On peut donc déterminer que la précision de la mesure de section efficace pour une luminosité intégrée égale à 10 pb^{-1} est :

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma}(t\bar{t}) = 20.6\%(stat.) \oplus 15.5\%(syst.) \quad (5.14)$$

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma}(t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bqq') = 24.6\%(stat.) \oplus 15.4\%(syst.) \quad (5.15)$$

On peut remarquer qu'au-delà de $L = 18 \text{ pb}^{-1}$ et 26 pb^{-1} l'erreur sur la mesure de section efficace de production de paires $t\bar{t}$ et de paires $t\bar{t}$ se désintégrant dans le canal semi-muonique sera dominée par l'erreur systématique. Quand une telle quantité de données aura été amassées, l'échelle en énergie des jets et la luminosité seront mieux connues.

5.4 Application aux données réelles

Maintenant que les paramètres de la sélection ont été ajustés et que les erreurs sur la mesure ont été déterminées, cette analyse peut tourner sur les données à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ qui ont été prises depuis le 30 mars 2010.

On a pu utiliser une luminosité intégrée de 2.4 pb^{-1} obtenue à partir d'échantillons de données ayant déjà passés des chemins de décision comportant des muons.

5.4.1 Distributions préliminaires

En ayant tourner sur les données, il est possible dans un premier temps de comparer les distributions simulées et réelles des variables sur lesquelles on effectue des coupures au cours de cette analyse.

Cependant afin d'avoir une composition des données comparable aux simulations Monte-Carlo, il a été nécessaire de modifier l'ordre des sélections et d'appliquer des critères de qualité supplémentaires de la manière suivante :

1. **HLT** : cette étape requiert le passage du chemin de déclenchement HLT_Mu9.
2. **Pré-Sélection** : celle-ci requiert la présence des objets suivants :
 - au moins 1 bon vertex,
 - exactement 1 muon isolé tel que défini en section 5.2.2 page 137,
 - au moins 4 jets avec $E_T > 20$ GeV avec les critères de qualités définis en section 5.2.4 page 141 et un nouveau critère : en présence d'un électron avec $\Delta R(e - jet) < 0.3$, la fraction électromagnétique du jet doit être ≤ 0.7 .
3. ≥ 1 μ **non-isolé** : celui-ci est défini en section 5.2.2 page 138, de plus le veto sur le Z^0 est appliqué ici (cf section 5.2.5 page 142).
4. **Veto électron** : tel que défini en section 5.2.3 page 141.
5. ≥ 4 **jets** : avec les coupures et la définition des jets données en section 5.2.4 et le critère additionnel : en présence d'un électron avec $\Delta R(e - jet) < 0.3$, la fraction électromagnétique du jet doit être ≤ 0.7 . De plus les jets étant reconstruits à partir d'un cône de taille $\Delta R = 0.5$ et l'isolation des muons étant obtenue à partir d'un cône de $\Delta R = 0.3$, on requiert que $\Delta R(\mu \text{ non iso} - jet)_{min} \leq 0.8$.

Au final en regardant les figures 5.16 (a) à (f), dont toutes les simulations ont été normalisées à la luminosité $L = 2.4 \text{ pb}^{-1}$, on observe d'une part que le bruit de fond disparaît nettement au profit du signal $t\bar{t}$ et d'autre part de manière plus spécifique :

- Sur les distributions en p_T et $RelIso$ du muon isolé (FIG.5.16 (a) et (b)) obtenues après l'étape **2**, on peut observer que l'allure de la courbe en p_T est cohérente entre les données et la simulation, cependant la différence de hauteur peut s'expliquer par les incertitudes sur les sections efficaces utilisées pour les échantillons QCD et $W + \text{jets}$. Cette explication reste valide pour la distribution en $RelIso$ du muon isolé où l'écart croissant à bas $RelIso$ pour des valeurs inférieures à 0.95 pourrait provenir d'une incompréhension du comportement des muons au sein de l'échantillon QCD simulé.
- La figure 5.16 (c), représentant la $RelIso$ du muon non-isolé après l'étape **3**, permet d'apprécier l'effet de la requête d'au moins un muon non-isolé tout en appliquant un veto sur la masse des paires de muons, il y a en effet un meilleur accord entre les données et la simulation avec une nette suppression des bruits de fond QCD et $Z^0 + \text{jets}$.
- Les figures 5.16 (d), (e) et (f) ont été obtenues après l'étape **5** et correspondent donc à l'état final de la sélection. Les distributions en E_T du second jets et des jets en troisième/quatrième position sont en bon accord entre les données et la simulation. La présence de jets à haute E_T sera à examiner dès qu'il y aura plus de données, cependant les événements correspondants ne semblent pas pathologiques (cf. Annexe). Finalement la multiplicité finale des jets sélectionnés présente un bon accord entre la simulation et les données.

5.4.2 Comptage des événements sélectionnés

Pour $L = 2.4 \text{ pb}^{-1}$, il est attendu qu'il soit produit environ 396 paires $t\bar{t}$ au total dont 56 dans le canal semi-muonique.

Le tableau 5.8 résume l'effet des coupures sur les données et les simulations Monte-Carlo et permet de comparer les efficacités de sélection. À l'exception des efficacités de sélection calculée à partir des événements passant la coupure HLT, dont les différences

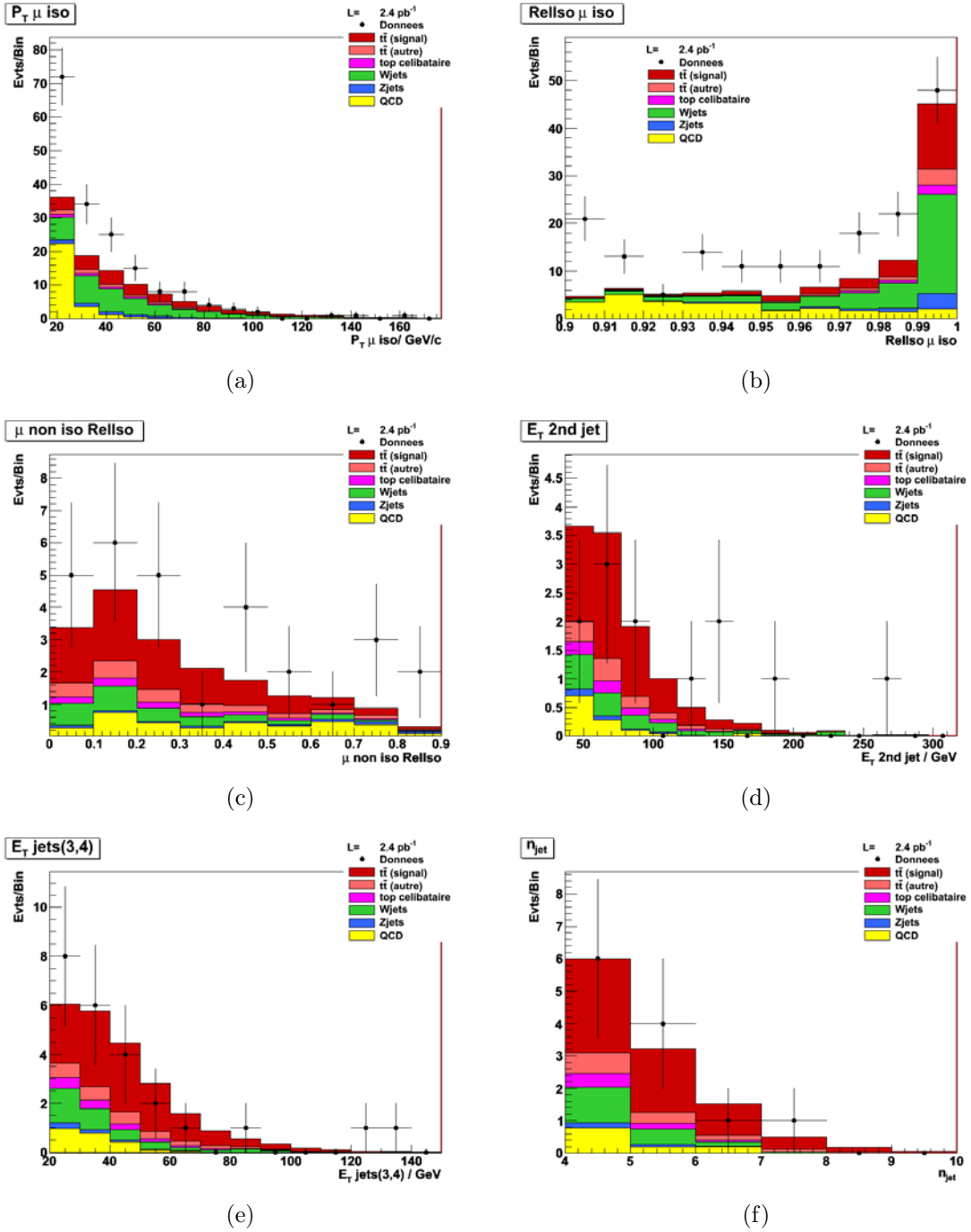


FIG. 5.16 – Distributions normalisées à la luminosité $L = 2.4 \text{ pb}^{-1}$ du p_T (a) et de l'isolation relative du muon isolé (b), de l'isolation relative du muon non-isolé (c), de E_T pour le second jet (d) et E_T pour les jets suivants (e) et du nombre de jets sélectionnés (f). Les distributions (a) et (b) ont été obtenues après l'étape 2, (c) après l'étape 3, (d), (e) et (f) après l'étape 5.

entre données et simulations peuvent être expliquées par l'incertitude sur la section efficace des processus QCD et $W + \text{jets}$, les taux de sélection à chaque étape sont compatibles entre les données et les simulations Monte-Carlo.

L'analyse sur les données a, au final, sélectionnée 12 événements dont deux sont représentés sur la figure 5.17. L'identification des événements est donnée dans le tableau

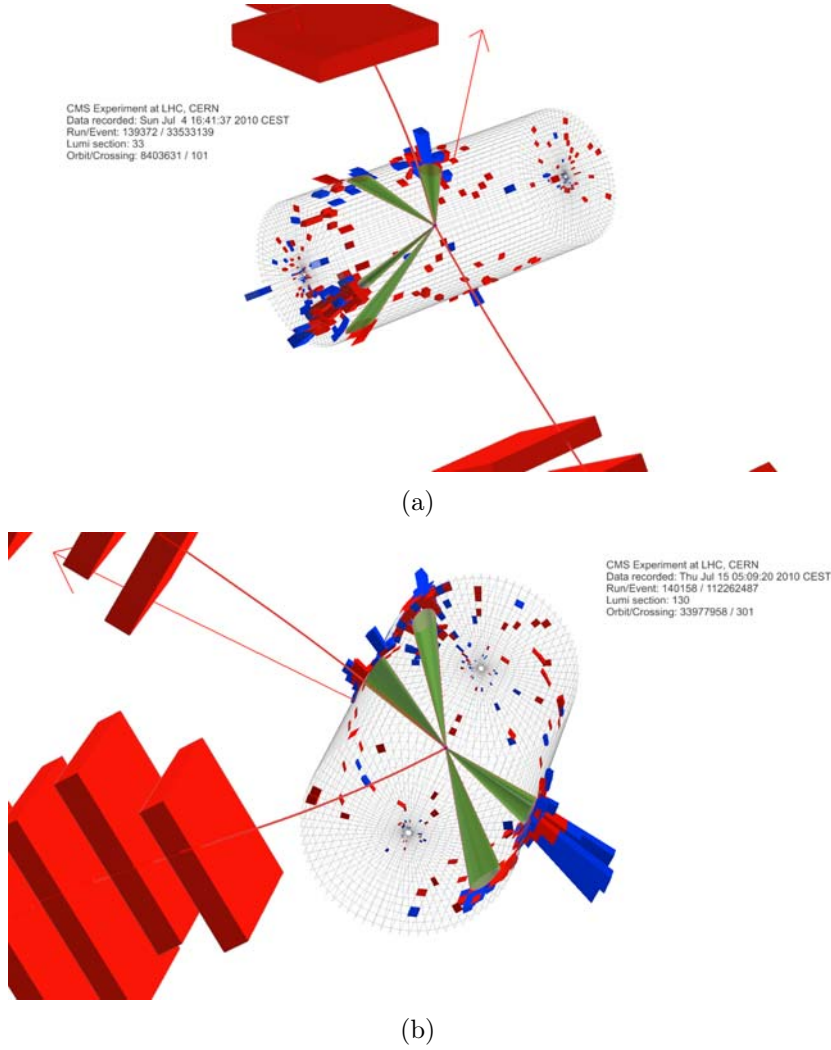


FIG. 5.17 – Représentations en 3D de deux des événements ayant passé les sélections pour $L = 2.4 \text{ pb}^{-1}$. Les muons sont représentés avec des trajectoires rouges, les jets par des cônes vert, $\cancel{E}_T$ par une flèche rouge.

5.9 à travers leur numéro de run et d'événement ainsi que la date de prise de données, la composition de ces événements est détaillées au sein de l'annexe de cette thèse.

Il faut noter que l'on attend 7.63 événements $t\bar{t}$ dont 6.41 dans le canal semi-muonique pour 4.10 événements de bruit de fond, ce qui donne un nombre d'événements sélectionnés attendu de 11.72. Il y a donc un bon accord entre les événements attendus et le comptage expérimental.

5.4.3 Estimation de la section efficace

Le tableau 5.10, qui résume les paramètres Monte-Carlo, associé aux équations 5.12 et 5.13 permet le calcul des deux sections efficaces :

$$\sigma_{t\bar{t}} = 171 \pm 77(stat.) \pm 27(syst.) \text{ pb} \quad (5.16)$$

$$\sigma_{t\bar{t}} \times \mathcal{B}(t\bar{t} \rightarrow b\mu\nu bq q') = 25 \pm 14(stat.) \pm 4(syst.) \text{ pb} \quad (5.17)$$

Coupure	Données		Monte-Carlo	
	N_{evt}	Efficacité	N_{evt}	Efficacité
HLT	1364328		422883.54	
Pré-Sélection	174	$(0.013^{+0.001}_{-0.001})\%$	110.17	$(0.026^{+0.001}_{-0.001})\%$
$\geq 1 \mu$ non-isolé	26	$(14.94^{+6.18}_{-4.94})\%$	16.58	$(15.05^{+1.25}_{-1.11})\%$
Veto électron	26	$(100^{+0}_{-13.23})\%$	15.85	$(95.61^{+0.69}_{-2.08})\%$
≥ 4 jets	12	$(46.15^{+20.48}_{-19.56})\%$	11.72	$(73.97^{+4.15}_{-3.96})\%$
Pré-Sélection $\rightarrow 4$ jets		$(6.90^{+4.84}_{-3.29})\%$		$(10.64^{+0.94}_{-0.77})\%$
HLT $\rightarrow 4$ jets		$(0.88^{+0.61}_{-0.42}) \times 10^{-6}$		$(2.77^{+0.24}_{-0.20}) \times 10^{-5}$

TAB. 5.8 – Nombre d'événement après chaque coupure et efficacité de sélection de celles-ci pour $L = 2.4 \text{ pb}^{-1}$ sur les données et les simulation Monte-Carlo. Les incertitudes ont été obtenues à partir d'une méthode de Clopper-Pearson [125], et pour la simulation elles proviennent de l'intégralité de la statistique utilisée.

Run	Événement	Bloc luminosité	Date
139372	33533139	33	04-Jul-10 16 :41 :37.773097
140158	112262487	130	15-Jul-10 05 :09 :20.396901
140158	260945301	297	15-Jul-10 06 :14 :00.569819
142130	235531570	339	02-Aug-10 00 :55 :38.759052
142265	34214769	48	04-Aug-10 05 :25 :12.824404
142418	1101518	3	06-Aug-10 06 :54 :16.188937
142528	440814044	691	08-Aug-10 14 :28 :34.526938
143321	10804652	12	20-Aug-10 01 :47 :49.847768
143827	806050414	598	24-Aug-10 21 :44 :25.133046
143833	332715345	313	25-Aug-10 01 :26 :47.996467
143960	85186434	75	26-Aug-10 12 :34 :36.990935
144011	381001085	260	27-Aug-10 08 :40 :55.413506

TAB. 5.9 – Identification des événements ayant passé la sélection pour $L = 2.4 \text{ pb}^{-1}$.

	$t\bar{t}$	$t\bar{t}(semi - \mu)$
ϵ	$(1.93 \pm 0.01) \times 10^{-2}$	$(1.09 \pm 0.01) \times 10^{-1}$
N_{bdf}	4.10 ± 0.28	5.32 ± 0.28
$\Delta\sigma/\sigma(stat)$	0.45	0.53

TAB. 5.10 – Rappel de l'efficacité de sélection ϵ et calcul de la quantité de bruit de fond N_{bdf} et de l'erreur statistique relative sur la mesure de section efficace $\Delta\sigma/\sigma(stat)$ à partir des Monte-Carlo pour $L = 2.4 \text{ pb}^{-1}$.

A vu des résultats, il y a un bon accord entre les sections efficaces mesurées et celles provenant de la théorie (165 pb et 23 pb à l'ordre NLO+NLL respectivement).

5.5 Conclusion

Au terme de cette analyse, on a pu démontré la viabilité d'une mesure de section efficace de production de paires $t\bar{t}$ en utilisant une méthode alternative de reconnaissance de jets de b au sein de l'événement. On a pu ainsi calculer les erreurs statistiques et systématiques associées à cette analyse et démontrer que l'erreur systématique était dominée par l'erreur statistique pour toute mesure effectuée au démarrage du LHC.

Avec une luminosité intégrée totale utilisée de 2.4 pb^{-1} , il a été possible de sélectionner des candidats $t\bar{t}$ dans le canal semi-muonique et de calculer une section efficace de production des paires $t\bar{t}$, cependant il sera nécessaire d'obtenir le nombre d'événements de bruit de fond à partir des données et non des simulation Monte-Carlo. De plus il sera possible d'améliorer cette analyse en étudiant la distribution de $\cancel{E}_T$ des événements et en paramétrant la sélection à partir du minimisation globale des erreurs statistiques et systématiques par une méthode d'ajustement des variables plus complexe qu'un polynôme du second degré telle que les algorithmes génétiques.

Finalement cette analyse est en train d'être portée dans le canal semi-électronique afin d'y effectuer aussi une mesure complémentaire de section efficace et pouvoir combiner les deux analyses.

Conclusion

Lors de la rédaction de ce mémoire de thèse, les derniers tests de calibration et de contrôle des faisceaux de protons du LHC ont été achevés, permettant ainsi la prise de donnée réelle à partir du mois de Juillet 2010 avec une luminosité de $\sim 10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ces collisions, ainsi que celles qui ont eu lieu lors des phases de tests, et leurs simulations ont été utilisées au sein des analyses qui ont été menées au cours de cette thèse.

Cette thèse effectuée au sein de la collaboration CMS est articulée selon trois axes. Le premier axe est consacré au détecteur et met en avant le travail effectué sur l'algorithme d'initiation de la reconstruction des traces de hadrons et muons dans le trajectographe. Le deuxième axe correspond à la comparaison qui a été établie entre les différents générateurs Monte-Carlo utilisés au sein de la collaboration CMS pour la production des événements $t\bar{t}$. Le troisième axe a pour thème la physique du quark top et se concentre sur la mesure effectuée sur la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ dans le canal semi-muonique.

Le trajectographe au silicium de l'expérience CMS est actuellement le plus grand détecteur silicium jamais construit au monde avec une surface active de près de 200 m^2 . La position des coups dans le détecteur peut être estimée avec une résolution allant jusqu'à $10 \mu\text{m}$ pour les détecteurs à pixels et $20 \mu\text{m}$ pour les détecteurs à pistes. Il s'agit donc d'un outil de précision destiné à la reconstruction des traces provenant des électrons, muons et hadrons chargés.

Les algorithmes responsables de la reconstruction des traces ne sont pas gravés dans le marbre et évoluent en même temps que le cadre logiciel CMSSW. Il faut cependant distinguer celui utilisé pour la reconstruction standard des traces de muons et de hadrons de celui utilisé pour les électrons qui fait appel à une prise en compte plus poussée des interactions et des pertes d'énergie des électrons lors de leur propagation dans le détecteur. La reconstruction standard des traces est initiée par une collection de germes définissant deux ou trois coups dans le trajectographe ainsi que des paramètres initiaux de traces, la pureté de cette collection ainsi que son efficacité ont une influence primordiale sur le processus de reconstruction des traces ainsi que sur la qualité des traces produites.

Au sein de la reconstruction standard, les germes de traces étaient composés de paires de coups situés dans les détecteurs à pixels et les détecteurs à pistes dans des couches spécifiques, ces paires subissant une contrainte relative à la zone d'interaction des faisceaux possédant centrée en $r = 0$ et $z = 0$ avec $\sigma_r = 0.2 \text{ cm}$ et $\sigma_z = 15.9 \text{ cm}$. Les combinaisons de couches autorisées pour former les paires permettaient de reconstruire des germes pour plus de 99% des traces, cependant la taille de la zone de contrainte permettait de reconstruire des paires issues d'alignements fortuits ne correspondant pas

à des traces traces. La reconstruction standard aboutissait ainsi à un taux de faux de l'ordre de 25%.

Les études menées au cours de cette thèse ont permis de créer une nouvelle collection de germes étant composée de deux collections produites indépendamment avant d'être fusionnées par un algorithme que l'on a mis au point. La première collection de germe est composée de triplets de coups appartenant aux détecteurs à pixel et à la première couche de détecteurs à pistes dans le tonneau, elle a pour avantage de présenter une excellente pureté grâce à l'utilisation de trois coups alignés pour déterminer les paramètres initiaux de la trace. Cependant elle présente une efficacité moindre dans la reconstruction des traces à cause de l'acceptance géométrique des couches utilisées. La seconde collection de germe est obtenue à partir des paires utilisant la définition des couches de la reconstruction standard mais ces paires subissent via un nouvel algorithme une contrainte liée à la position des vertex primaires et dont la taille est configurable.

Dans un premier temps l'algorithme permettant de créer la contrainte sur les germes à partir des vertex primaires a été développé afin de vérifier la faisabilité d'une telle méthode de contrainte au sein de la reconstruction standard, puis l'algorithme permettant de combiner deux collections de germe en une seule a été produit dans le but d'obtenir des performances comparables à la génération standard des germes et entamer la phase de test.

La phase de test de la nouvelle méthode de génération des germes à partir de triplets de coups et de paires subissant une contrainte de vertex primaire a consisté à optimiser ces collections de germes. On a ainsi déterminé la taille de la région de contrainte autour des vertex primaires et on a pu conclure qu'il était plus efficace d'utiliser les triplets et les paires contraintes de manière associée plutôt que l'une ou l'autre de manière isolée ou que la méthode utilisant des paires non-contraintes.

Comme l'utilisation de la première couche de détecteurs à pistes dans le tonneau dans la composition des triplets de coups n'avait qu'une faible influence sur les performances générales, il a été décidé par la collaboration de CMS de définir comme nouvelle méthode standard de génération des germes la collection de germes construites à partir de triplets de coups dans le détecteur à pixels et de paires subissant une contrainte de vertex primaire. Suite à la mise en place de la reconstruction itérative des traces dans l'expérience CMS, qui utilise plusieurs étapes de reconstruction des traces excluant les coups utilisés dans les étapes précédentes, les méthodes qui ont été mises en place pour la nouvelle collection de germes ont été adaptées à la structure itérative. Actuellement la collection de germes produits à partir de triplets de coups des détecteurs à pixels est utilisée lors de la première itération et la collection de germes produits à partir de paires de coups de couches spécifiques du trajectographe au silicium subissant une contrainte autour des vertex primaires est utilisée lors de la seconde itération.

Au sein du deuxième axe de la thèse il a été procédé à une comparaison des différents générateurs Monte-Carlo utilisés au sein de la collaboration CMS pour la génération d'événements $t\bar{t}$. Les différents générateurs étaient TopRex, ALPGEN, MadGraph et Phantom et les différents échantillons ont été comparés au niveau "générateur" de la simulation.

TopRex est un générateur à gerbe partonique implémenté à partir du générateur PYTHIA afin de prendre en compte les effets de corrélations de spin lors de la désin-

tégration des paires $t\bar{t}$ avec des quarks top sur leur couche de masse. ALPGEN est un générateur à élément de matrice permettant de générer des radiations supplémentaires au niveau de l'événement dur tout en effectuant une correspondance entre ces radiations et celle du Parton Shower. MadGraph est un générateur à éléments de matrice pouvant reprendre les deux comportements précédents, il a été testé avec ces deux modes de fonctionnement afin de le qualifier pour la collaboration CMS. Finalement Phantom est un générateur à 6 fermions permettant de prendre en compte les interférences provenant des différents processus aboutissant à un état final à 6 fermions.

Les événements $t\bar{t}$ ont été produits par ces quatre générateurs dans les conditions les plus proches possible et les distributions cinématiques des composants de l'événement dur ont été comparées. Il apparaît d'abord que l'absence des états intermédiaires pour Phantom réduit fortement les radiations émises et que l'utilisation d'un générateur à 6 fermions pour des événements $t\bar{t}$ est sans intérêt. Il apparaît aussi que les générateurs à éléments de matrice ALPGEN et MadGraph gèrent nettement mieux les radiations de gluons que les générateurs à gerbe partonique tels que TopRex. De plus MadGraph permet une implémentation facile de scénarios de nouvelle physique dans le secteur du quark top.

On a pu constater que les effets d'interférences à 6 fermions étaient négligeables dans le régime générale de production $t\bar{t}$ et qu'il est extrêmement important de bien prendre en compte la correspondance entre les radiations issues des éléments de matrice et celles provenant du Parton Shower. Le générateur MadGraph a pu être validé pour la génération standard et la génération avec correspondance des radiations pour la production de paires $t\bar{t}$. L'ensemble des conclusions de cette étude ont été résumées au sein d'une note interne de l'expérience CMS [126] et MadGraph est désormais le générateur standard pour la description de la physique de haut p_T .

Le troisième axe de cette thèse est dédiée à la physique du quark top. Parmi les objectifs scientifiques majeurs de l'expérience CMS, on trouve la recherche du boson de Higgs et la recherche de signatures de nouvelle physique. En effet il existe un faisceau d'indices théorique laissant à penser que le Modèle Standard n'est qu'une théorie effective à basse énergie issue d'une théorie plus fondamentale. La masse élevée du quark top lui donne un rôle particulier dans les nombreuses théories qui ont été émises pour aller au-delà du Modèle Standard. Au LHC le quark top sera majoritairement produit sous la forme de paires $t\bar{t}$ et la mesure de la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ sera un indice de la présence de nouvelle physique. Il existe deux autres raisons majeures de mesurer cette section efficace de production, d'une part la désintégration des paires $t\bar{t}$ présente des similitudes avec les topologies d'événement utilisées par les analyses portant sur les bosons W et Z^0 et représente un bruit de fond pour les analyses portant sur la nouvelle physique qui ont besoin de la section efficace pour le soustraire, et d'autre part les calculs théoriques estimant la section efficace théorique au LHC ont été menés dans des domaines énergétiques totalement vierges et possèdent des incertitudes relativement grandes.

On a choisi d'effectuer cette mesure dans le canal de désintégration semi-muonique en demandant au moins un muon supplémentaire provenant d'un quark bottom. Le canal semi-muonique présente l'avantage d'avoir une signature expérimentale claire avec un muon isolé et quatre jets et on a souhaité augmenter la pureté de la sélection en demandant un critère d'étiquetage des jets des b , cependant lors de l'initiation de cette

analyse il a été décidé d'opter pour une sélection robuste prenant en compte une possible inefficacité des algorithmes d'étiquetage des jets de b au démarrage. Il a donc été mis en place une méthode alternative permettant d'effectuer une mesure complémentaire de la section efficace en recherchant un muon non-isolé dans l'événement qui serait caractéristique d'un muon issu d'un hadron beau.

Afin de rejeter les principaux bruits de fond physique qui sont $W/Z^0 + \text{jets}$, QCD et les autres canaux de désintégrations des paires $t\bar{t}$, il est nécessaire d'appliquer des critères de sélection assez stricts sur les événements avec notamment l'utilisation de critère d'isolation sur les leptons et de seuils sur les impulsions transverses pour les leptons et les jets. On a décidé d'adapter les coupures et sélections effectués sur l'événement afin de prendre en compte la très forte réduction du bruit de fond apportée par la présence requise d'un muon isolé et d'au moins un muon non-isolé qui permet de relâcher des coupures comparativement à une analyse standard dans le canal semi-muonique.

Une fois la stratégie de sélection mise en place, l'erreur systématique de cette mesure de section efficace a été étudiée. Les principales sources d'erreur systématique sont d'ordre théorique avec les incertitudes sur les paramètres de configuration des générateurs Monte-Carlo et d'ordre expérimentale avec l'incertitude sur la correction en échelle d'énergie des jets. Il apparaît que l'erreur systématique est de l'ordre de 16% et qu'elle devient dominante vis-à-vis de l'erreur statistique à partir de 20 pb^{-1} de donnée.

Au final j'ai pu analyser 2.4 pb^{-1} de donnée réelle, cela a permis de valider l'analyse à travers les premières distributions différentielles avec des données réelles et on a pu sélectionner 12 événements candidats $t\bar{t}$ et effectuer un premier calcul de la section efficace de production des paires $t\bar{t}$ en prenant en compte les erreurs statistiques et systématiques. De plus CMS sera sensé avoir collecté 1 fb^{-1} à la fin de l'année 2011 et disposera d'une estimation plus précise de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$.

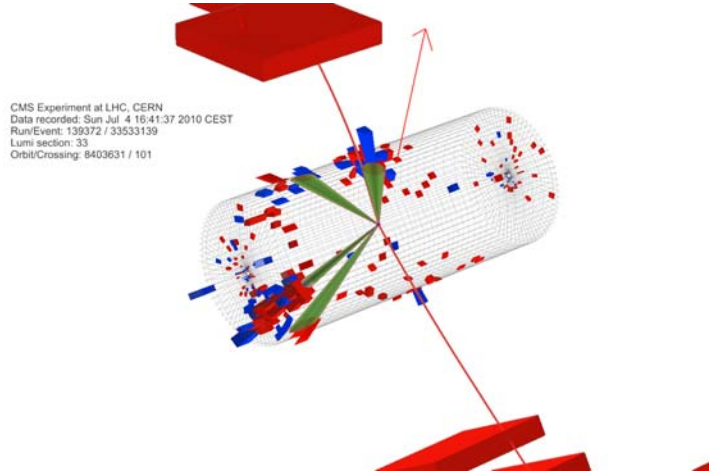
Annexe

Au sein de cette annexe sont décrits les 12 événements ayant passés l'ensemble des coupures de l'analyse du chapitre 5 et correspondant donc à des candidates $t\bar{t}$ provenant des données.

Pour chaque événement sélectionné, il sera précisé la composition en terme de muon isolé, de muon non-isolé et de jets sélectionnés ainsi que le ΔR entre le muon non-isolé et le jet correspondant.

Sur les figures, les jets sont représentés avec des cônes verts, les muons par des trajectoires rouges (ainsi que les chambres à muons traversées) et la $\cancel{E}_T$ par une flèche rouge.

Événement 139372 :33533139

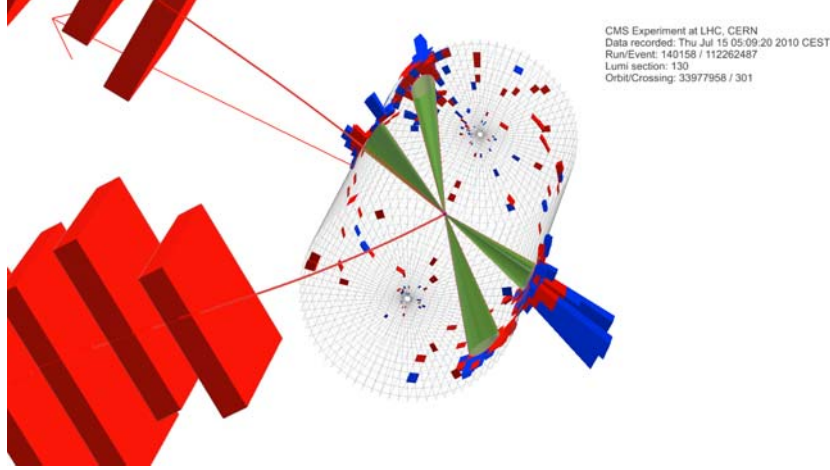


- μ isolé : $p_T = 30.8 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.13$, $\phi = -2.18$, $q = 1$, $RelIso = 0.992$
- μ non-isolé 1 : $p_T = 9.2 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.34$, $\phi = 1.71$, $q = 1$, $RelIso = 0.113$
- Jets :
 1. $E_T = 64.1 \text{ GeV}$, $p_T = 63.8 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.82$, $\phi = -0.97$
 2. $E_T = 62.3 \text{ GeV}$, $p_T = 61.1 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.36$, $\phi = 1.76$, $\Delta R(\mu_1) = 0.06$
 3. $E_T = 23.6 \text{ GeV}$, $p_T = 23.5 \text{ GeV}/c$, $\eta = -1.53$, $\phi = -2.59$
 4. $E_T = 21.5 \text{ GeV}$, $p_T = 21.3 \text{ GeV}/c$, $\eta = -1.06$, $\phi = 1.32$

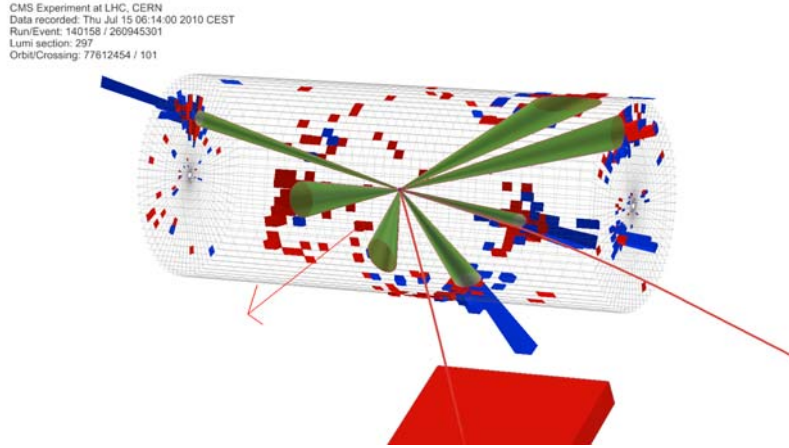
Événement 140158 :112262487

- μ isolé : $p_T = 24.8 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.42$, $\phi = -2.49$, $q = 1$, $RelIso = 0.974$

- μ non-isolé 1 : $p_T = 31.0 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.54$, $\phi = 2.64$, $q = -1$, $RelIso = 0.242$
- Jets :
 1. $E_T = 368.7 \text{ GeV}$, $p_T = 359.4 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.47$, $\phi = -0.48$
 2. $E_T = 156.9 \text{ GeV}$, $p_T = 156.6 \text{ GeV}/c$, $\eta = -1.85$, $\phi = 2.44$
 3. $E_T = 89.1 \text{ GeV}$, $p_T = 87.9 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.57$, $\phi = 2.56$, $\Delta R(\mu_1) = 0.09$
 4. $E_T = 64.2 \text{ GeV}$, $p_T = 63.7 \text{ GeV}/c$, $\eta = 1.18$, $\phi = -0.94$

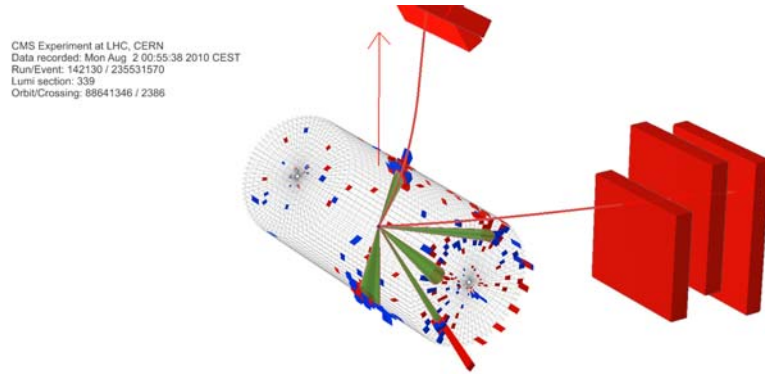


Événement 140158 :260945301



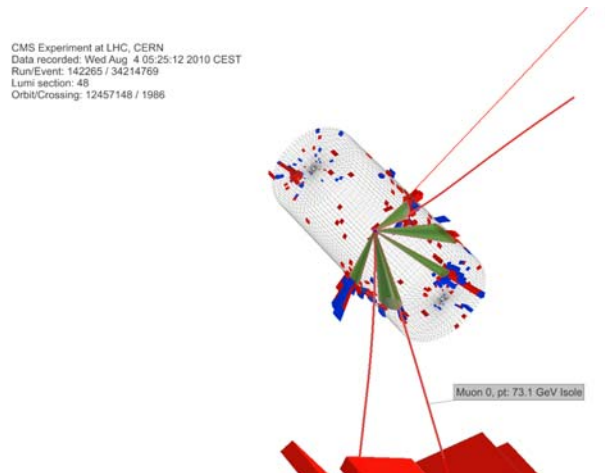
- μ isolé : $p_T = 56.0 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.01$, $\phi = -1.04$, $q = 1$, $RelIso = 0.989$
- μ non-isolé 1 : $p_T = 11.9 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.80$, $\phi = -0.39$, $q = 1$, $RelIso = 0.168$
- Jets :
 1. $E_T = 150.6 \text{ GeV}$, $p_T = 150.4 \text{ GeV}/c$, $\eta = -2.14$, $\phi = 1.30$
 2. $E_T = 142.2 \text{ GeV}$, $p_T = 140.5 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.47$, $\phi = -1.15$
 3. $E_T = 132.8 \text{ GeV}$, $p_T = 132.5 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.72$, $\phi = -0.38$, $\Delta R(\mu_1) = 0.08$
 4. $E_T = 124.0 \text{ GeV}$, $p_T = 123.6 \text{ GeV}/c$, $\eta = 1.85$, $\phi = 1.97$
 5. $E_T = 48.1 \text{ GeV}$, $p_T = 47.3 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.57$, $\phi = -3.13$
 6. $E_T = 40.9 \text{ GeV}$, $p_T = 40.5 \text{ GeV}/c$, $\eta = 1.36$, $\phi = 1.77$
 7. $E_T = 22.8 \text{ GeV}$, $p_T = 22.2 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.19$, $\phi = -2.57$

Événement 142130 :235531570



- μ isolé : $p_T = 41.8 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.53$, $\phi = 3.11$, $q = 1$, $RelIso = 0.957$
- μ non-isolé 1 : $p_T = 5.8 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.70$, $\phi = 2.89$, $q = -1$, $RelIso = 0.085$
- Jets :
 1. $E_T = 110.4 \text{ GeV}$, $p_T = 109.9 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.82$, $\phi = 2.84$, $\Delta R(\mu_1) = 0.13$
 2. $E_T = 101.1 \text{ GeV}$, $p_T = 101.0 \text{ GeV}/c$, $\eta = -1.95$, $\phi = -0.73$
 3. $E_T = 95.8 \text{ GeV}$, $p_T = 94.5 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.90$, $\phi = -0.61$
 4. $E_T = 38.3 \text{ GeV}$, $p_T = 38.3 \text{ GeV}/c$, $\eta = -1.92$, $\phi = 2.04$
 5. $E_T = 28.9 \text{ GeV}$, $p_T = 28.8 \text{ GeV}/c$, $\eta = -2.16$, $\phi = 0.38$

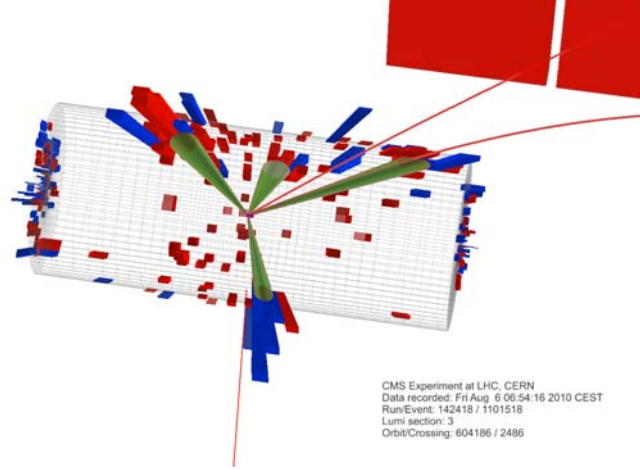
Événement 142265 :34214769



- μ isolé : $p_T = 73.1 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.92$, $\phi = -1.44$, $q = -1$, $RelIso = 0.931$
- μ non-isolé 1 : $p_T = 12.0 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.86$, $\phi = -0.99$, $q = -1$, $RelIso = 0.350$
- μ non-isolé 2 : $p_T = 11.7 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.33$, $\phi = -2.83$, $q = 1$, $RelIso = 0.283$
- Jets :
 1. $E_T = 95.8 \text{ GeV}$, $p_T = 94.8 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.57$, $\phi = -0.49$
 2. $E_T = 87.4 \text{ GeV}$, $p_T = 87.3 \text{ GeV}/c$, $\eta = -2.10$, $\phi = 1.65$

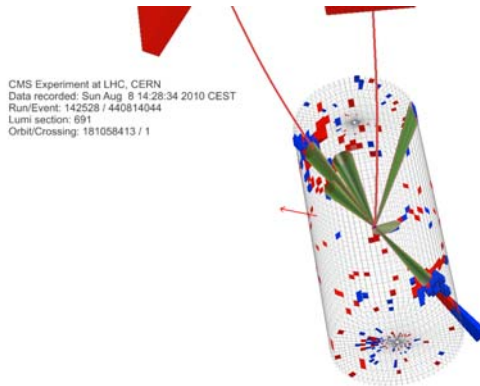
3. $E_T = 56.3 \text{ GeV}$, $p_T = 55.1 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.37$, $\phi = -3.03$, $\Delta R(\mu_2) = 0.20$
4. $E_T = 33.7 \text{ GeV}$, $p_T = 33.4 \text{ GeV}/c$, $\eta = -1.25$, $\phi = 2.20$
5. $E_T = 28.1 \text{ GeV}$, $p_T = 27.6 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.97$, $\phi = -1.22$, $\Delta R(\mu_1) = 0.255$

Événement 142418 :1101518



- μ isolé : $p_T = 34.4 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.78$, $\phi = -0.06$, $q = 1$, $RelIso = 1$
- μ non-isolé 1 : $p_T = 4.1 \text{ GeV}/c$, $\eta = 1.32$, $\phi = 1.07$, $q = -1$, $RelIso = 0.43$
- Jets :
 1. $E_T = 53.9 \text{ GeV}$, $p_T = 52.9 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.31$, $\phi = -2.92$
 2. $E_T = 46.8 \text{ GeV}$, $p_T = 46.2 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.75$, $\phi = 1.46$
 3. $E_T = 28.0 \text{ GeV}$, $p_T = 27.9 \text{ GeV}/c$, $\eta = 1.36$, $\phi = 1.27$, $\Delta R(\mu_1) = 0.21$
 4. $E_T = 20.8 \text{ GeV}$, $p_T = 20.4 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.12$, $\phi = -0.22$

Événement 142528 :440814044

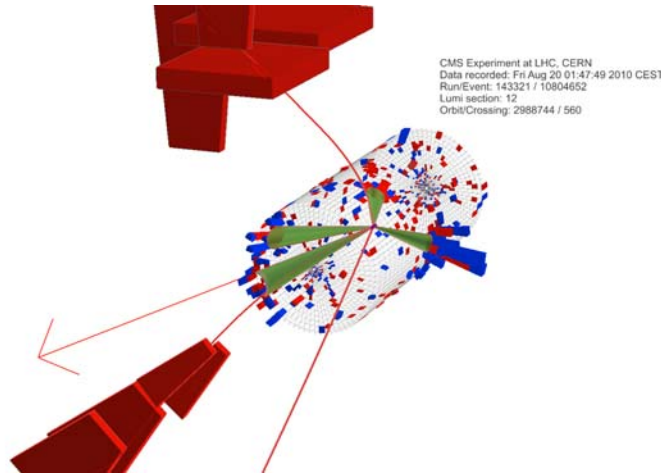


- μ isolé : $p_T = 29.2 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.54$, $\phi = 1.71$, $q = 1$, $RelIso = 0.953$
- μ non-isolé 1 : $p_T = 7.4 \text{ GeV}/c$, $\eta = 1.07$, $\phi = 0.52$, $q = -1$, $RelIso = 0.044$

– Jets :

1. $E_T = 218.1 \text{ GeV}$, $p_T = 216.8 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.58$, $\phi = -2.41$
2. $E_T = 120.2 \text{ GeV}$, $p_T = 119.6 \text{ GeV}/c$, $\eta = 1.11$, $\phi = 0.52$, $\Delta R(\mu_1) = 0.05$
3. $E_T = 42.2 \text{ GeV}$, $p_T = 41.6 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.65$, $\phi = 1.12$
4. $E_T = 32.8 \text{ GeV}$, $p_T = 32.4 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.24$, $\phi = 0.83$
5. $E_T = 25.5 \text{ GeV}$, $p_T = 25.1 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.79$, $\phi = -1.90$
6. $E_T = 21.3 \text{ GeV}$, $p_T = 21.2 \text{ GeV}/c$, $\eta = 1.57$, $\phi = 2.90$

Événement 143321 :10804652



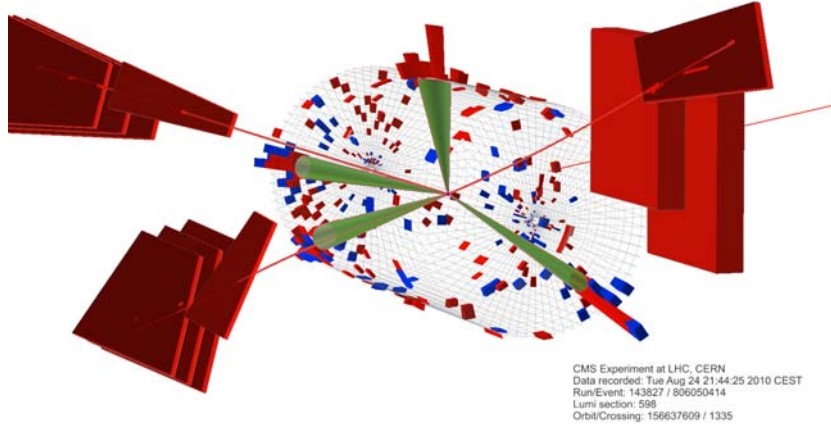
- μ isolé : $p_T = 51.4 \text{ GeV}/c$, $\eta = 1.12$, $\phi = -1.63$, $q = 1$, $RelIso = 0.970$
- μ non-isolé 1 : $p_T = 4.7 \text{ GeV}/c$, $\eta = 1.01$, $\phi = 1.01$, $q = -1$, $RelIso = 0.07$
- μ non-isolé 2 : $p_T = 2.5 \text{ GeV}/c$, $\eta = 1.62$, $\phi = -2.87$, $q = -1$, $RelIso = 0.148$
- Jets :

1. $E_T = 123.8 \text{ GeV}$, $p_T = 121.9 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.15$, $\phi = -0.13$
2. $E_T = 59.4 \text{ GeV}$, $p_T = 59.2 \text{ GeV}/c$, $\eta = 1.88$, $\phi = 2.55$
3. $E_T = 58.1 \text{ GeV}$, $p_T = 57.7 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.97$, $\phi = 1.08$, $\Delta R(\mu_1) = 0.08$
4. $E_T = 46.4 \text{ GeV}$, $p_T = 46.2 \text{ GeV}/c$, $\eta = 1.61$, $\phi = -2.76$, $\Delta R(\mu_2) = 0.11$

Événement 143827 :806050414

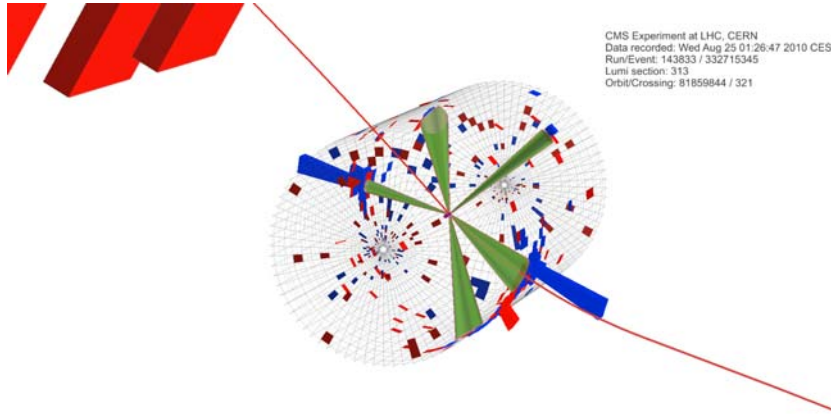
- μ isolé : $p_T = 41.1 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.94$, $\phi = 0.13$, $q = -1$, $RelIso = 0.940$
- μ non-isolé 1 : $p_T = 77.5 \text{ GeV}/c$, $\eta = -2.01$, $\phi = 2.83$, $q = 1$, $RelIso = 0.720$
- μ non-isolé 2 : $p_T = 6.8 \text{ GeV}/c$, $\eta = -1.89$, $\phi = -2.19$, $q = -1$, $RelIso = 0.261$
- Jets :

1. $E_T = 55.1 \text{ GeV}$, $p_T = 55.0 \text{ GeV}/c$, $\eta = -1.96$, $\phi = 3.05$, $\Delta R(\mu_1) = 0.23$
2. $E_T = 46.8 \text{ GeV}$, $p_T = 46.7 \text{ GeV}/c$, $\eta = 1.99$, $\phi = -0.93$
3. $E_T = 42.1 \text{ GeV}$, $p_T = 42.0 \text{ GeV}/c$, $\eta = -1.86$, $\phi = -2.22$, $\Delta R(\mu_2) = 0.05$
4. $E_T = 38.1 \text{ GeV}$, $p_T = 37.6 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.68$, $\phi = 1.47$



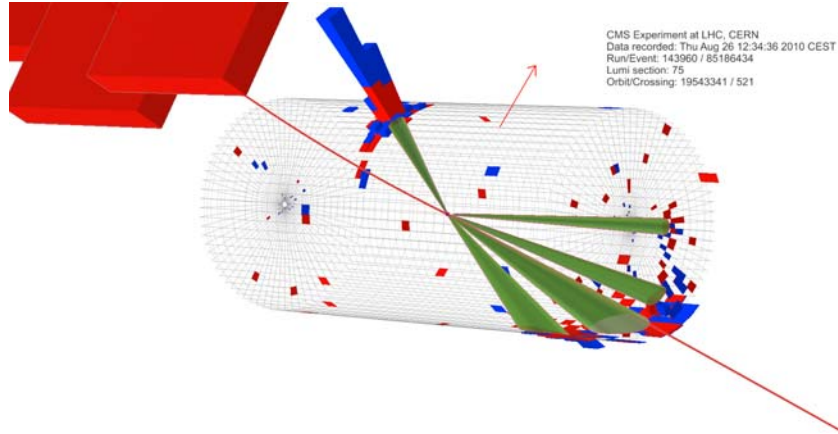
Événement 143833 :332715345

- μ isolé : $p_T = 71.9 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.60$, $\phi = 0.67$, $q = 1$, $RelIso = 0.977$
- μ non-isolé 1 : $p_T = 9.3 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.93$, $\phi = -2.67$, $q = 1$, $RelIso = 0.042$
- Jets :
 1. $E_T = 316.8 \text{ GeV}$, $p_T = 313.5 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.94$, $\phi = -2.74$, $\Delta R(\mu_1) = 0.08$
 2. $E_T = 276.2 \text{ GeV}$, $p_T = 275.7 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.81$, $\phi = 0.14$
 3. $E_T = 25.9 \text{ GeV}$, $p_T = 25.7 \text{ GeV}/c$, $\eta = -1.12$, $\phi = -2.11$
 4. $E_T = 22.1 \text{ GeV}$, $p_T = 22.0 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.78$, $\phi = 2.42$
 5. $E_T = 21.8 \text{ GeV}$, $p_T = 21.7 \text{ GeV}/c$, $\eta = 1.69$, $\phi = 0.73$



Événement 143960 :85186434

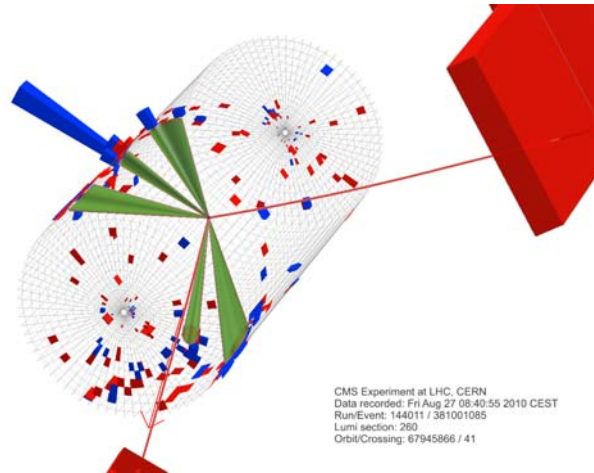
- μ isolé : $p_T = 29.3 \text{ GeV}/c$, $\eta = -0.01$, $\phi = 0.38$, $q = -1$, $RelIso = 0.948$
- μ non-isolé 1 : $p_T = 67.8 \text{ GeV}/c$, $\eta = -1.47$, $\phi = -2.10$, $q = -1$, $RelIso = 0.428$
- Jets :
 1. $E_T = 277.9 \text{ GeV}$, $p_T = 276.6 \text{ GeV}/c$, $\eta = 0.12$, $\phi = 1.02$
 2. $E_T = 195.2 \text{ GeV}$, $p_T = 193.8 \text{ GeV}/c$, $\eta = -1.40$, $\phi = -1.94$, $\Delta R(\mu_1) = 0.17$
 3. $E_T = 43.8 \text{ GeV}$, $p_T = 43.8 \text{ GeV}/c$, $\eta = -1.91$, $\phi = -2.07$



$$4. E_T = 29.8 \text{ GeV}, p_T = 29.8 \text{ GeV}/c, \eta = -2.38, \phi = -3.08$$

$$5. E_T = 28.0 \text{ GeV}, p_T = 27.8 \text{ GeV}/c, \eta = -1.22, \phi = -1.35$$

Événement 144011 :381001085



- μ isolé : $p_T = 43.9 \text{ GeV}/c, \eta = -0.09, \phi = 2.83, q = 1, RelIso = 1$
- μ non-isolé 1 : $p_T = 4.3 \text{ GeV}/c, \eta = -2.20, \phi = -2.75, q = -1, RelIso = 0.239$
- Jets :

$$1. E_T = 121.1 \text{ GeV}, p_T = 120.5 \text{ GeV}/c, \eta = 0.06, \phi = 0.50$$

$$2. E_T = 61.1 \text{ GeV}, p_T = 60.8 \text{ GeV}/c, \eta = 1.44, \phi = -2.75$$

$$3. E_T = 39.1 \text{ GeV}, p_T = 39.1 \text{ GeV}/c, \eta = -2.05, \phi = -2.92, \Delta R(\mu_1) = 0.23$$

$$4. E_T = 36.3 \text{ GeV}, p_T = 36.1 \text{ GeV}/c, \eta = -1.21, \phi = 0.75$$

$$5. E_T = 29.2 \text{ GeV}, p_T = 28.6 \text{ GeV}/c, \eta = -0.02, \phi = 1.12$$

Liste des tableaux

1.1	Les quarks regroupés par famille	4
1.2	Les leptons regroupés par famille	4
1.3	Les bosons du Modèle Standard	5
1.4	Caractéristiques principales des faisceaux produits par le LHC	21
2.1	Fraction en pour-cent des bonnes et mauvaises traces reconstruites en fonction du germe utilisé et de sa nature.	72
3.1	Sections efficaces $t\bar{t}$ aux ordres LO, NLO et NLO+NLL pour le Tevatron [71] et le LHC [67] pour $m_t = 173 \text{ GeV}/c^2$ et la configuration MRST . . .	92
3.2	Sections efficaces $t\bar{t}$ à l'ordre NLO en fonction du modèle de PDFs à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ au LHC [67]	92
3.3	Sections efficaces $t\bar{t}$ à l'ordre NLO+NLL en fonction de m_t au LHC avec configuration MSTW [67]	92
3.4	Rapports d'embranchement pour la désintégration du boson W	93
4.1	Échantillons Monte-Carlo utilisés lors de la comparaison.	103
5.1	Rapports d'embranchement des canaux de désintégrations du quark b donnant un muon [122]	133
5.2	Sections efficaces de production des bruits de fond physique de cette analyse avec $\ell = e, \mu, \tau$	134
5.3	Nombre d'événement sélectionnés par échantillons Monte-Carlo en fonction des coupures appliquées pour $L = 10 \text{ pb}^{-1}$	145
5.4	Résultats obtenus à partir de la sélection sur les échantillons Monte-Carlo pour $L = 10 \text{ pb}^{-1}$	145
5.5	Calcul des contributions à l'erreur systématique des différentes variations appliquées sur les paramètres du générateur lors de la sélection des événements $t\bar{t}$	146

5.6	Calcul des contributions à l'erreur systématique des différentes variations appliquées sur les paramètres du générateur lors de la sélection des événements $t\bar{t}$ semi-muonique.	147
5.7	Comparaison de l'efficacité de sélection des paires $t\bar{t}$ pour les générateurs MadGraph et PYTHIA.	147
5.8	Nombre d'événement après chaque coupure et efficacité de sélection de celles-ci pour $L = 2.4 \text{ pb}^{-1}$ sur les données et les simulation Monte-Carlo.	153
5.9	Identification des événements ayant passé la sélection pour $L = 2.4 \text{ pb}^{-1}$.	153
5.10	Rappel de l'efficacité de sélection ϵ et calcul de la quantité de bruit de fond N_{bdf} et de l'erreur statistique relative sur la mesure de section efficace $\Delta\sigma/\sigma(stat)$ à partir des Monte-Carlo pour $L = 2.4 \text{ pb}^{-1}$	153

Table des figures

1.1	Allure du potentiel de Higgs	9
1.2	Valeur des principales observables électrofaibles du Modèle Standard . . .	11
1.3	Diagramme d'exclusion du Higgs du Modèle Standard par le LEP et le Tevatron [11, 12]. Le tracé représente le rapport r entre la section efficace observée au Tevatron et celle attendue dans le Modèle Standard. Toute les valeurs en dessous de $r = 1$ sont donc exclues. De plus pour $m_{H^0} <$ $114 \text{ GeV}/c^2$ le boson de Higgs avait déjà été exclu par le LEP.	15
1.4	Schéma des différents cycles d'accélération du LHC	18
1.5	Structure d'un dipôle magnétique pour le LHC	19
1.6	Lignes de champs au sein d'un dipôle magnétique	19
1.7	Vue d'ensemble des expériences du LHC	22
1.8	Vue schématique du complexe de l'expérience CMS à Cessy	23
1.9	Vue éclatée du détecteur CMS	24
1.10	Structure de l'aimant supra-conducteur de CMS	26
1.11	Valeur du champ magnétique dans le détecteur CMS	26
1.12	Coupe dans le plan longitudinal du trajectographe	27
1.13	Vue tridimensionnelle du détecteur à pixels	28
1.14	Niveaux de radiations reçues par les couches du trajectographe en fonction de r et z pour une luminosité intégrée de $5 \times 10^5 \text{ pb}^{-1}$	29
1.15	Vue éclatée du calorimètre électromagnétique de CMS	30
1.16	Quart d'une coupe transverse du calorimètre hadronique	32
1.17	Quart d'une coupe transverse du détecteur CMS avec la trajectoire d'un muon	34
1.18	Quart d'une coupe longitudinale des détecteurs à muons	35
1.19	Schéma du déclenchement de niveau I	36
1.20	Résolution en p_T de la trace des leptons en fonction de η	38

1.21	Position en z du vertex primaire reconstruit à partir des données comparée à la simulation PYTHIA	39
1.22	Distribution des traces chargées en pseudo-rapacité η pour $\sqrt{s}$ jusqu'à 900 GeV pour UA5, 2.36 TeV pour ALICE et 7 TeV pour CMS	39
1.23	Dépendance en énergie dans le centre de masse du p_T moyen des jets pour différentes expériences dont CMS	39
2.1	Structure de bande du silicium explicitée à travers un diagramme énergie (E) / vecteur d'onde (k) avec les notations des zones de Brillouin avec les bandes de valence en dessous de E_V et les bandes de conduction au-dessus de E_0 . Le minimum de la bande de conduction se situe sur l'axe Δ en $k \neq 0$ ce qui fait du silicium un semi-conducteur à gap indirect.	42
2.2	Coupe transverse d'un module du détecteur à pistes de silicium (a) et d'un détecteur à pixels silicium (b)	43
2.3	Résolutions attendues sur les paramètres des traces après reconstruction .	48
2.4	Résolution sur la position du vertex pour différents canaux de physique .	49
2.5	Occupation du trajectographe due aux collisions inélastiques représentant la probabilité de passage d'une trace de l'événement par senseur.	50
2.6	Quantité de matière rencontrée en unité de longueur d'interaction en fonction η détaillée en sous-détecteurs (a) et en fonctionnalités (b)[42]. .	51
2.7	Vue en coupe d'un quart du trajectographe avec indication des couches stéréo (double) et mono du détecteur à pistes	52
2.8	Distribution normalisée à l'unité du nombre de germes par événement pour la méthode standard et la nouvelle méthode avec des coupures fixes à 1 cm, 2 cm, 5 cm et 15 cm sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	57
2.9	Taux de faux de la reconstruction des traces en fonction de η pour la méthode standard et la nouvelle méthode avec des coupures fixes à 1 cm, 2 cm, 5 cm et 15 cm sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	58
2.10	Efficacité de la reconstruction des traces en fonction de η pour la méthode standard et la nouvelle méthode avec des coupures fixes à 1 cm, 2 cm, 5 cm et 15 cm sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	59
2.11	Distribution normalisée à l'unité du nombre de germes par événement en fonction de η pour la méthode standard et la nouvelle méthode avec des coupures fixes à 1 cm, 2 cm, 5 cm et 15 cm sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	59
2.12	Efficacité de la reconstruction des traces en fonction de η pour la méthode standard et la nouvelle méthode avec des paires pixels ou des paires mixtes pour une coupure fixe à 1 cm sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	60
2.13	Taux de faux de la reconstruction des traces en fonction de η pour la méthode standard et la nouvelle méthode avec des paires pixels ou des paires mixtes pour une coupure fixe à 1 cm sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	61

2.14	Taux de faux de la reconstruction des traces en fonction de η pour les germes standards, les nouveaux germes et leurs composantes prises séparément sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	62
2.15	Efficacité de la reconstruction des traces en fonction de η pour les germes standards, les nouveaux germes et leurs composantes prises séparément sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	62
2.16	Efficacité de la reconstruction des traces intégrée pour les germes standards, les nouveaux germes et leurs composantes prises séparément sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	63
2.17	Taux de faux de la reconstruction des traces intégré pour les germes standards, les nouveaux germes et leurs composantes prises séparément sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	63
2.18	Efficacité de la reconstruction des traces en fonction de η pour différentes valeurs de coupure de la contrainte σ_z autour du vertex pour les paires mixtes sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	64
2.19	Taux de faux de la reconstruction des traces en fonction de η pour différentes valeurs de coupure de la contrainte σ_z autour du vertex pour les paires mixtes sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	64
2.20	Efficacité de la reconstruction des traces intégrée pour différentes valeurs de coupure de la contrainte σ_z autour du vertex pour les paires mixtes sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	65
2.21	Taux de faux de la reconstruction des traces intégré pour différentes valeurs de coupure de la contrainte σ_z autour du vertex pour les paires mixtes sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	65
2.22	Temps de calcul moyen de la reconstruction des traces pour différentes valeurs de coupure de la contrainte σ_z autour du vertex pour les paires mixtes sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	66
2.23	Efficacité de la reconstruction des traces en fonction de η selon le type de triplet utilisé sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	67
2.24	Efficacité de la reconstruction des traces en fonction de η suite à l'ajout de couches dans les triplets mixtes avec et sans contrainte de vertex sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	68
2.25	Taux de faux de la reconstruction des traces en fonction de η suite à l'ajout de couches dans les triplets mixtes avec et sans contrainte de vertex sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	69
2.26	Efficacité de la reconstruction des traces en fonction de η avec une contrainte de vertex sur les triplets pixels sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	69
2.27	Taux de faux de la reconstruction des traces en fonction de η avec une contrainte de vertex sur les triplets pixels sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	70

2.28	Efficacité de la reconstruction des traces en fonction de η en utilisant des triplets pixels plus des triplets mixtes avec contraintes de vertex sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	71
2.29	Taux de faux de la reconstruction des traces en fonction de η en utilisant des triplets pixels plus des triplets mixtes avec contraintes de vertex sur un lot de données simulées $t\bar{t}$	71
2.30	Efficacité (a) et taux de faux (b) de la reconstruction des traces avec la méthode itérative sur des événements $t\bar{t}$ et MinBias obtenus sur des simulations pour CMSSW_3_7_0_pre1	74
3.1	Diagrammes de Feynman au premier ordre pour la production de top célibataire voie s en haut, t au milieu et tW en bas	76
3.2	Diagrammes de Feynman au premier ordre de développement perturbatif de la QCD pour la production de paires $t\bar{t}$	77
3.3	Fonctions de densités de probabilité du proton dans le modèle MSTW pour $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ et $Q^2 = 10^4 \text{ GeV}^2$ [52]	77
3.4	Exemples de diagrammes de Feynman au second ordre pour la production de paires $t\bar{t} + 1 \text{ jet}$	78
3.5	Rapports d'embranchement des différents modes de désintégration des paires $t\bar{t}$ en fonction des produits de désintégrations des deux bosons W . Il y a toujours en plus un quark b et un quark $\bar{b}$	80
3.6	Diagrammes de Feynman de la désintégration semi-muonique de la paire $t\bar{t}$	80
3.7	Mesure de la masse du quark top par combinaison des résultats obtenus par les expériences CDF et DØ au Tevatron avec 5.6 fb^{-1} (juillet 2010) [50]	82
3.8	Production hypothétique d'un W d'hélicité droite	83
3.9	Contraintes des masses du boson W et du quark top mesurées au LEP et au Tevatron sur la masse du boson de Higgs dans le cadre du Modèle Standard (SM) et du Modèle Minimal de Super Symétrie (MSSM) avec les limites correspondant à de la Super Symétrie (SUSY) légère et lourde en 2009 [64].	87
3.10	Exemples d'analyses utilisant $t\bar{t}$ comme bruit de fond sur les premières données	88
3.11	Description d'une collision dure en utilisant l'approche de factorisation	89
3.12	Prédictions théoriques pour les sections efficaces au LHC et au Tevatron [68] où σ_t représente la section efficace de production $t\bar{t}$	90
3.13	Section efficace de production $t\bar{t} H^0$ à l'ordre LO pour $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ en fonction de la masse du boson de Higgs. Les pointillés indiquent les incertitudes provenant des échelles de renormalisation et de factorisation	94
3.14	Diagramme de Feynman de la production de paires $t\bar{t}$ via des gluinos en SUSY	95

3.15	Limites à 95% CL pour la recherche de résonances de type Z' dans le spectre de masse $t\bar{t}$ dans les expériences CDF [74] (a) et DØ[75] (b) . . .	96
4.1	Description schématique de la chaîne de génération Monte-Carlo. Les radiations ISR et les événements sous-jacents ne sont pas représentés. . . .	99
4.2	Distribution des principales PDFs (a) et erreur sur la PDF du gluon (b) pour le modèle MSTW2008NLO en fonction de x pour $Q^2 = (350 \text{ GeV})^2$ [90]	101
4.3	Distributions du p_T de la paire $t\bar{t}$ pour TopRex, MadGraph et Phantom (a) et pour Phantom, MadGraph et MadGraph à la Phantom (b).	105
4.4	Distributions de la pseudo-rapacité du quark top pour TopRex, MadGraph et Phantom (a) et pour Phantom, MadGraph et MadGraph à la Phantom (b).	106
4.5	Masse invariante du système leptonique $b\ell\nu_\ell$ pour MadGraph, Phantom et TopRex dans leurs versions originales.	107
4.6	Distributions du p_T (a) et de la pseudo-rapacité du quark top (b) pour Phantom et MadGraph avec et sans coupure sur la couche de masse du top108	
4.7	Distributions de la masse invariante $t\bar{t}$ (a) et du p_T du quark b (b) pour Phantom et MadGraph avec et sans coupure sur la couche de masse du top109	
4.8	Distributions et rapport entre les distributions du p_T de la paire $t\bar{t}$ (a) et de l'angle azimutal ϕ entre t et $\bar{t}$ (b) pour TopRex, MadGraph standard et MadGraph avec correspondance.	110
4.9	Distributions et rapport entre les distributions en η du quark top et du quark final le plus énergétique ayant $p_T > 50 \text{ GeV}/c$ pour TopRex, MadGraph standard et MadGraph avec correspondance.	111
4.10	Distributions du p_T de la paire $t\bar{t}$ (a) et de l'angle azimutal ϕ entre t et $\bar{t}$ (b) pour ALPGEN et MadGraph	112
4.11	Distributions du p_T (a) et de la pseudo-rapacité du quark top (b) pour ALPGEN et MadGraph.	113
4.12	Événement au niveau partonique (généré avec Herwig [85]) avec beaucoup de "fantômes" doux, agglomérés par trois algorithmes de jets différents, illustrant les surfaces actives utilisées dans la définition des jets durs résultants [102].	118
4.13	Résolution sur le p_T du jet en fonction du p_T généré pour $0.0 < \eta < 1.4$ [103].	118
4.14	Masse ajustée du W en fonction de la correction appliquée sur l'énergie des jets le composant	120
4.15	Efficacité d'obtenir un étiquetage "b" pour un jet non- b vs. un vrai jet de b , pour des $10 < p_T < 30 \text{ GeV}/c$ (a) et $30 < p_T < 50 \text{ GeV}/c$ (b) sur les premières données [115].	122

4.16	Distributions du p_T relatif (a) et du paramètre d'impact 3D (b) du muon utilisés au sein de l'algorithme "Soft Muon" sur les premières données [115]. Les distributions comparent les premières données avec la simulation et sont accompagnées du ratio données/simulation.	123
4.17	Efficacité de la reconstruction des muons standalone (a) et globaux (b) en fonction de η pour différents p_T des muons [117].	125
4.18	Résolution sur q/p_T de la reconstruction des muons standalone (a) et globaux (b) en fonction de η pour différents p_T des muons [117].	126
4.19	Résolution sur l'énergie de l'électron lors de sa mesure avec le super amas (ECAL), avec la trace (Tracker) et en combinant les deux mesures (Combined) pour des électrons dans le tonneau [118].	127
4.20	Masse reconstruite du boson Z^0 dans le canal $Z^0 \rightarrow e^-e^-$ sur les premières données [119].	129
5.1	Diagramme de Feynman de la désintégration semi-muonique d'une paire $t\bar{t}$.132	
5.2	Diagrammes de Feynman de la production d'un muon par un quark b de manière directe (a), via un quark c (b) et via un quark $\bar{c}$ (c).	133
5.3	Distribution normalisée à l'unité de p_T (a) et $RelIso$ (b) pour l'ensemble des muons pour les différents échantillons Monte-Carlo	136
5.4	Distribution normalisée à l'unité de p_T (a) et $RelIso$ (b) des muons dans les événements $t\bar{t}$ en fonction de l'origine du muon	137
5.5	Distribution normalisée à l'unité de η (a) pour l'ensemble des muons et dB (b) pour les muons isolés pour les différents échantillons Monte-Carlo	138
5.6	Sensibilité en fonction de la coupure en p_T (a) et $RelIso$ (b) minima du muon isolé	139
5.7	Sensibilité en fonction de la coupure en isolation maximum (a) et minimum (b) des muons non-isolés	139
5.8	Distribution normalisée à l'unité de la saveur de la particule ayant donnée naissance au muon isolé (a) et non-isolé (b) pour les différents échantillons Monte-Carlo.	140
5.9	Distribution normalisée à l'unité de la pseudo-rapacité (a) et de l'isolation relative (b) des électrons pour les différents échantillons Monte-Carlo	141
5.10	Distribution normalisée à l'unité de la pseudo-rapacité des jets avant sélection pour les différents échantillons Monte-Carlo	142
5.11	Distribution normalisée à l'unité de E_T pour le premier jet (a), le second (b) et les jets suivants (c) pour les différents échantillons Monte-Carlo.	143
5.12	Sensibilité en fonction de la coupure en E_T minimum pour le premier jet (a), le second (b) et les jets suivants (c) pour les différents échantillons Monte-Carlo.	144

5.13	Distribution normalisée à l'unité de la masse invariante de la paire $\mu^+\mu^-$ pour les différents échantillons Monte-Carlo	144
5.14	Distribution normalisée pour $L = 10\text{pb}^{-1}$ du p_T (a) et de la variable $RelIso$ du muon isolé sélectionné avec la composition en fonction des processus.	145
5.15	Incertitude maximale sur $\epsilon_{t\bar{t}}(semi - \mu)$ provenant de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des jets avec un ajustement $Constante + Pente \times X$. .	148
5.16	Distributions normalisées à la luminosité $L = 2.4\text{pb}^{-1}$ du p_T (a) et de l'isolation relative du muon isolé (b), de l'isolation relative du muon non-isolé (c), de E_T pour le second jet (d) et E_T pour les jets suivants (e) et du nombre de jets sélectionnés (f).	151
5.17	Représentations en 3D de deux des événements ayant passé les sélections pour $L = 2.4\text{pb}^{-1}$	152

Bibliographie

- [1] Particle Data Group. PDG, Summary Tables. http://pdg.lbl.gov/2009/tables/contents_tables.html.
- [2] Precision Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model. oai :cds.cern.ch :1222431. Technical Report arXiv :0911.2604. CERN-PH-EP-2009-023. FERMILAB-TM-2446-E. LEPEWWG-2009-01. ALEPH 2009-001 PHYSICS 2009-001. CDF-Note-9979. D0-Note-6005. DELPHI-DELPHI-2009-PHYS-951. L3-Note-2836. OPAL-PR430. SLAC-PUB-13830, Nov 2009. Comments : 18 pages.
- [3] M.H. Ahn et al. Measurement of Neutrino Oscillation by the K2K Experiment. *Phys. Rev. D*, 74(hep-ex/0606032) :072003. 40 p, Jun 2006.
- [4] D. Décamp et al. A precise determination of the number of families with light neutrinos and of the Z boson partial widths. *Phys. Lett. B*, 235(CERN-EP-89-169) :399–411. 28 p, Dec 1989.
- [5] Fermilab. <http://www.fnal.gov/>.
- [6] Tevatron. <http://www-bdnew.fnal.gov/tevatron/>.
- [7] The Collider Detector at Fermilab. <http://www-cdf.fnal.gov/>.
- [8] The DØ Experiment. <http://www-d0.fnal.gov/>.
- [9] V.M. Abazov et al. Simultaneous Measurement of the Ratio $R = \mathcal{B}(t \rightarrow Wb)/\mathcal{B}(t \rightarrow Wq)$ and the Top-Quark Pair Production Cross Section with the DØ Detector at $s = 1.96\text{TeV}$. *Phys. Rev. Lett.*, 100(19) :192003, May 2008.
- [10] A. Abulencia et al. Observation of $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations. *Phys. Rev. Lett.*, 97 :242003, 2006.
- [11] T. Aaltonen et al. Combination of tevatron searches for the standard model higgs boson in the w^+w^- decay mode. *Phys. Rev. Lett.*, 104(6) :061802, Feb 2010.
- [12] The TEVNPH Working Group. Combined CDF and DØ Upper Limits on Standard Model Higgs-Boson Production with $2.1 - 5.4\text{fb}^{-1}$ of Data. 2009.
- [13] SLAC. <http://www.slac.stanford.edu/>.
- [14] The BABAR Homepage. <http://www.slac.stanford.edu/BFR00T/>.
- [15] DESY. <http://www.desy.de/>.
- [16] HERA. http://zms.desy.de/research/accelerators/super_electron_microscope_hera/index_eng.html.
- [17] F.P. Schilling P. Laycock, P. Newman. HERA Diffractive Structure Function Data and Parton Distributions. *AIP Conf. Proc.*, 792 :466–469, 2005.
- [18] KEK. <http://www.kek.jp/intra-e/index.html>.

- [19] P. Urquijo et al. Measurement of $|vub|$ from inclusive charmless semileptonic b decays. *Phys. Rev. Lett.*, 104(2) :021801, Jan 2010.
- [20] G. Abbiendi et al. Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP. *Phys. Rev. Lett.*, B565, 2003.
- [21] TESLA Technology Collaboration. <http://tesla-new.desy.de>.
- [22] ILC. <http://www.linearcollider.org/>.
- [23] CLIC. <http://clic-study.web.cern.ch/CLIC-Study/>.
- [24] M. Benedikt et al. *LHC Design Report*. CERN, Geneva, 2004.
- [25] R. Assmann et al. LHC BEAM PARAMETERS FOR THE PHYSICS RUN AT 3.5 TEV, 2010. LHC-OP-ES-0020 v.3.
- [26] D. Acosta et al. *CMS physics : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2006. v.1 : Detector performance and software.
- [27] A. de Roeck et al. *CMS physics : Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2006. v.2 : Physics performance.
- [28] *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999. Detector Performance.
- [29] *ALICE : Technical proposal for a Large Ion collider Experiment at the CERN LHC*. LHC Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1995.
- [30] R. Antunes-Nobrega et al. *LHCb reoptimized detector design and performance : Technical Design Report*. Technical Design Report LHCb. CERN, Geneva, 2003.
- [31] V. Berardi et al. *Total cross-section, elastic scattering and diffraction dissociation at the Large Hadron Collider at CERN : TOTEM Technical Design Report*. Technical Design Report TOTEM. CERN, Geneva, 2004.
- [32] O. Adriani et al. The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider. *J. Instrum.*, 3 :S08006, 2008.
- [33] *The CMS tracker : addendum to the Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2000.
- [34] The CMS Collaboration. Design, Performance, and Calibration of CMS Hadron Endcap Calorimeters. Technical Report CMS-NOTE-2008-010. CERN-CMS-NOTE-2008-010, CERN, Geneva, Mar 2008.
- [35] The CMS Collaboration. Transverse-momentum and pseudorapidity distributions of charged hadrons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. oai :cds.cern.ch :1266262. *Phys. Rev. Lett.*, 105(arXiv :1005.3299. CMS-QCD-10-006. CERN-PH-EP-2010-009) :022002. 26 p, May 2010.
- [36] N. Cripps. Performance of the CMS silicon strip tracker local reconstruction. Technical Report CMS-CR-2009-352. CERN-CMS-CR-2009-352, CERN, Geneva, Oct 2009.
- [37] W. Adam et al. Track Reconstruction in the CMS tracker. Technical Report CMS-NOTE-2006-041. CERN-CMS-NOTE-2006-041, CERN, Geneva, Dec 2006.
- [38] R. Frühwirth. Application of Kalman filtering to track and vertex fitting. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A*, 262(HEPHY-PUB-503) :444. 19 p, Jun 1987.
- [39] P. Azzuri, B. Mangano. Optimal filtering of fake tracks. CMS IN 2008/017, April 2008.

- [40] S. Cucciarelli et al. Track reconstruction, primary vertex finding and seed generation with the Pixel Detector. Technical Report CMS-NOTE-2006-026. CERN-CMS-NOTE-2006-026, CERN, Geneva, Jan 2006.
- [41] W. Adam. Track and Vertex Reconstruction in CMS. Technical Report CMS-CR-2006-098. CERN-CMS-CR-2006-098, CERN, Geneva, Nov 2006.
- [42] CMS Collaboration. The CMS experiment at the CERN LHC. *J. Instrum.*, 3 :S08004, 2008.
- [43] M. Pioppi. Iterative Tracking. CMS IN 2007/065, Nov 2007.
- [44] A. Tropiano. The CMS tracking algorithms and their performances in cosmic ray data. Technical Report CMS-CR-2009-332, CERN, Geneva, Nov 2009.
- [45] J.J. Aubert et al. Experimental observation of a heavy particle j . *Phys. Rev. Lett.*, 33(23) :1404–1406, Dec 1974.
- [46] J.E. Augustin et al. Discovery of a narrow resonance in e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 33(23) :1406–1408, Dec 1974.
- [47] J.K. Yoh. The Discovery of the b quark at Fermilab in 1977 : The Experiment coordinator’s story. Technical Report FERMILAB-CONF-97-432-E, FERMILAB, Batavia, IL, 1997.
- [48] The CDF Collaboration. Observation of top quark production in anti-p p collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 74(FERMILAB-PUB-95-022-E) :2626–2631, 1995.
- [49] The DØ Collaboration. Observation of the top quark. *Phys. Rev. Lett.*, 74(FERMILAB-PUB-95-028-E) :2632–2637, 1995.
- [50] Combination of CDF and D0 Results on the Mass of the Top Quark. Technical Report arXiv :1007.3178. FERMILAB-TM-2466-E. TEVEWWG-TOP-2010-07. CDF-NOTE-10210. D0-NOTE-6090, Tevatron, Jul 2010.
- [51] B.W. Harris et al. The fully differential single-top-quark cross section in next-to-leading order QCD. *Phys. Rev. D*, 66(hep-ph/0207055) :054024. 37 p, Jul 2002.
- [52] A.D. Martin et al. Parton distributions for the LHC. *Eur. Phys. J.*, C63 :189–285, 2009.
- [53] Particle Data Group. PDG, The CKM quark mixing matrix. <http://pdg.lbl.gov/2009/reviews/rpp2009-rev-ckm-matrix.pdf>.
- [54] Particle Data Group. PDG, The Top Quark. <http://pdg.lbl.gov/2009/reviews/rpp2009-rev-top-quark.pdf>.
- [55] The CDF Collaboration. First Direct Bound on the Total Width of the Top Quark in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 102(arXiv :0808.2167. FERMILAB-PUB-08-302-E), Aug 2008.
- [56] The CDF Collaboration. Exclusion of Exotic Top-like Quark with $+\frac{4}{3}$ Electric Charge Using Soft Lepton Tag. Technical report, Jan. 2010.
- [57] T. Aaltonen et al. Measurement of W-Boson Helicity Fractions in Top-Quark Decays Using $\cos\theta^*$. Technical Report arXiv :0811.0344, Nov 2008. Comments : 17 pages, 3 figures. To be submitted to PLB.
- [58] T. Chwalek et al. Studies for the Measurement of the Helicity Fraction of W Bosons from Top Quark Decays with the CMS Experiment. CMS AN 2008/008, Feb 2008.

- [59] G. Mahlon et S.J. Parke. Spin Correlation Effects in Top Quark Pair Production at the LHC. Technical Report arXiv :1001.3422. FERMILAB-PUB-09-662-T, Jan 2010. Comments : 27 pages, 11 postscript figures, revtex.
- [60] CMS. CMS Jet Performance in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. (CMS-PAS-JME-10-003), 2010.
- [61] P. Van Mulders. Estimation of the jet energy scale corrections using top quark events. Technical Report CMS-CR-2008-052. CERN-CMS-CR-2008-052, CERN, Geneva, Jul 2008.
- [62] A. Santocchia. Jet Energy Correction at CMS. Technical Report CMS-CR-2009-314. CERN-CMS-CR-2009-314, CERN, Geneva, Oct 2009.
- [63] Particle Data Group. PDG, Higgs Bosons : Theory and Searches. <http://pdg.lbl.gov/2009/reviews/rpp2009-rev-higgs-boson.pdf>.
- [64] S. Heinemeyer. Plots from the MasterCode Project. <http://www.ifca.unican.es/users/heinemey/uni/plots/>, updated from S. Heinemeyer, W. Hollik, D. Stockinger, A.M. Weber and G. Weiglein, hep-ph/0604147.
- [65] CMS. CMS Public, WandZCandidates. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMS/WandZCandidates>.
- [66] CMS. CMS Public, PhysicsResultsEWK. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsEWK>.
- [67] N. Kidonakis. Higher-order corrections to top-antitop pair and single top quark production. 2009.
- [68] S. Catani. Aspects of QCD, from the Tevatron to the LHC. Technical Report hep-ph/0005233. CERN-TH-2000-073, CERN, Geneva, May 2000.
- [69] D. Stump et al. Inclusive Jet Production, Parton Distributions, and the Search for New Physics. *J. High Energy Phys.*, 10(hep-ph/0303013. MSU-HEP-2003-03-03) :046. 50 p, Mar 2003.
- [70] R. Bonciani et al. NLL Resummation of the Heavy-Quark Hadroproduction Cross-Section. *Nucl. Phys. B*, 529(hep-ph/9801375. CERN-TH-98-031. Erratum) :424–450. 26 p, Jan 1998. Erratum published in 2008 : *Nucl. Phys. B*, 803 (2008) 234, Issues 1-2.
- [71] R. Vogt N. Kidonakis. The Theoretical top quark cross section at the Tevatron and the LHC. *Phys. Rev.*, D78 :074005, 2008.
- [72] F. Stöckli R. Gonzalez Suarez. SM Higgs Production Cross-Section & Branching-Ratios at 10 TeV and 7 TeV. <http://wwweth.cern.ch/HiggsCrossSections/>.
- [73] Hashemi, M. Search for the Light Charged Higgs in CMS. oai :cds.cern.ch :962046. Technical Report hep-ph/0612104. CMS-CR-2006-029. CERN-CMS-CR-2006-029, CERN, Geneva, May 2006.
- [74] The CDF Collaboration. Search for resonant $t\bar{t}$ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. Technical Report CDF Note 9844, Jul 2009. 2.8 fb^{-1} .
- [75] The DØ Collaboration. Search for $t\bar{t}$ resonances in the lepton plus jets final state in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. Technical Report DØ Note 5882-CONF, Mar 2009. 3.6 fb^{-1} .
- [76] S.J. Parke R.M. Harris, C.T. Hill. Cross section for topcolor $Z'(t)$ decaying to t anti- t . 1999.

- [77] F. del Aguila et al. Combined analysis of $Z' \rightarrow t\bar{t}$ and $Z' \rightarrow t\bar{t}j$ production for vector resonance searches at LHC. *Phys. Lett.*, B685 :302–308, 2010.
- [78] T. Sjöstrand, S. Mrenna, P.Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *J. High Energy Phys.*, 05(hep-ph/0603175. FERMILAB-Pub-2006-052-CD-T. LU-TP-2006-13) :026. 570 p, Mar 2006.
- [79] T. Sjöstrand and, A. de Roeck. Monte Carlo generators for the LHC. page Streaming video; transparencies; 4 DVD video, Geneva, 2005. CERN, CERN. CERN, Geneva, 4 - 7 Apr 2005.
- [80] B. Andersson et al. Parton fragmentation and string dynamics. Technical Report LUTP-83-10, Lunds Univ. Dept. Theor. Phys., Lund, Apr 1983.
- [81] E. Christova, E. Leader. Towards a model independent approach to fragmentation functions. Technical Report arXiv :0809.0191, Sep 2008. Comments : 9 pages and no figures.
- [82] T. Sjöstrand, P.Z. Skands. Multiple Interactions and the Structure of Beam Remnants. *J. High Energy Phys.*, 03(hep-ph/0402078. LU-TP-2004-08) :053, Feb 2004.
- [83] T. Sjöstrand, P.Z. Skands. Transverse-Momentum-Ordered Showers and Interleaved Multiple Interactions. Technical Report hep-ph/0408302. LU-TP-2004-29, Leipzig Univ., Leipzig, 2004.
- [84] T. Sjöstrand. PYTHIA 8 Status Report. (arXiv :0809.0303. LU TP 08-17. MCNET-08-09) :5 p, Sep 2008.
- [85] M. Bahr et al. Herwig++ Physics and Manual. *Eur. Phys. J. C*, 58(arXiv :0803.0883. CAVENDISH-HEP-2008-03. CERN-PH-TH-2008-038. CP3-2008-05. DCPT-2008-22. IPPP-2008-11. KA-TP-2008-05. 4) :639–707. 143 p, Mar 2008.
- [86] J. Alwall et al. MadGraph/MadEvent v4 : The New Web Generation. *J. High Energy Phys.*, 09(arXiv :0706.2334) :028. 38 p, Jun 2007.
- [87] M. Mangano et al. ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions. *J. High Energy Phys.*, 07(hep-ph/0206293. CERN-TH-2002-129) :001. 35 p, Jun 2002.
- [88] P.M. Nadolsky et al. Implications of CTEQ global analysis for collider observables. Technical Report arXiv :0802.0007. MSUHEP-080125. UCRHEP-T447, Feb 2008.
- [89] R.S. Thorne et al. Status of MRST/MSTW PDF sets. Technical Report arXiv :0907.2387, Jul 2009. Comments : To appear in the proceedings of the 17th International Workshop on Deep Inelastic Scattering, Madrid, April 2009. 5 pages, 1 figure.
- [90] Durham University. Parton Distribution Generator. <http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf3.html>.
- [91] G. Altarelli, G. Parisi. Asymptotic freedom in parton language. *Nucl. Phys. B*, 126 :298–318, 1977.
- [92] S. Frixione, B.R. Webber. The MC@NLO 3.4 Event Generator. Technical Report arXiv :0812.0770. CAVENDISH-HEP-08-14, Dec 2008. Comments : 30 pages.
- [93] S.R. Slabospitsky, L. Sonnenschein. TopReX generator (version 3.25). Short manual. *Comput. Phys. Commun.*, 148(hep-ph/0201292) :87–102. 12 p, Jan 2002.

- [94] S. Höche et al. Matching parton showers and matrix elements. oai :cds.cern.ch :926597. (hep-ph/0602031), Feb 2006.
- [95] J. Alwall et al. Comparative study of various algorithms for the merging of parton showers and matrix elements in hadronic collisions. oai :cds.cern.ch :1042163. *Eur. Phys. J. C*, 53(arXiv :0706.2569. CERN-PH-TH-2007-066. LU-TP-07-13. KA-TP-06-2007. DCPT-07-62. IPPP-07-31. 3) :473–500. mult. p, Jun 2007.
- [96] A. Ballestrero et al. PHANTOM : a Monte Carlo event generator for six parton final states at high energy colliders. Technical Report arXiv :0801.3359. DFTT 13-2007, Jan 2008.
- [97] J. Alwall, J et al. A standard format for Les Houches Event Files. oai :cds.cern.ch :981808. *Comput. Phys. Commun.*, 176(hep-ph/0609017. CERN-LCGAPP-2006-03. 4) :300–304. 8 p, Sep 2006.
- [98] S. Agostinelli et al. GEANT4 Collaboration. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506, 2003.
- [99] CMS Fast Simulation. <http://cmsdoc.cern.ch/famos/>.
- [100] S. Catani et al. Longitudinally-invariant $k_{\perp}$ -clustering algorithms for hadron-hadron collisions. *Nucl. Phys. B*, 406(CERN-TH-6775-93. LU-TP-93-2) :187–224. 38 p, Feb 1993.
- [101] G.P. Salam, G. Soyez. A practical Seedless Infrared-Safe Cone jet algorithm. *J. High Energy Phys.*, 05(arXiv :0704.0292) :086. 42 p, Apr 2007.
- [102] M. Cacciari, G.P. Salam, G. Soyez. The anti- k_t jet clustering algorithm. *J. High Energy Phys.*, 04(arXiv :0802.1189. LPHE-07-03) :063. 12 p, Feb 2008.
- [103] V. Chetluru et al. Jet Reconstruction Performance at CMS. CMS AN 2009/067, Apr 2009.
- [104] The CMS Collaboration. Plans for Jet Energy Corrections at CMS. Jul 2008.
- [105] The CMS Collaboration. Offset Energy Correction for Cone Jets. Jun 2009.
- [106] The CMS Collaboration. Determination of the Relative Jet Energy Scale at CMS from Dijet Balance. May 2009.
- [107] The CMS Collaboration. Calibration of the absolute jet energy scale with $Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- + \text{jet}$ events at CMS. Jul 2009.
- [108] The CMS Collaboration. Determination of the jet energy scale using $Z^0 \rightarrow e^- e^- + \text{jet } p_T$ balance and a procedure for combining data driven corrections. Jul 2009.
- [109] The CMS Collaboration. Jet energy calibration with photon+jet events. Jul 2009.
- [110] S. Esen, G. Landsberg. MC Truth L4 EMF-Based Factorized Jet Correction in CMS. CMS AN 2009/013, Feb 2009.
- [111] A. Santocchia. Parton Jet Correction. CMS AN 2008/084, Sep 2008.
- [112] The CMS Collaboration. Jet Performance in pp Collisions at 7 TeV. 2010.
- [113] J. D’Hondt et al. Light quark jet energy scale calibration using the W mass constraint in single-leptonic $t\bar{t}$ events. Technical Report CMS-NOTE-2006-025. CERN-CMS-NOTE-2006-025, CERN, Geneva, Jan 2006.
- [114] The CMS Collaboration. Algorithms for b Jet identification in CMS. Jul 2009.
- [115] The CMS Collaboration. Commissioning of b-jet identification with pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. 2010.

- [116] M. Mulders. Muon Reconstruction and Identification at CMS. oai :cds.cern.ch :1009071. *Nucl. Phys. B, Proc. Suppl.*, 172(CMS-CR-2006-101. CERN-CMS-CR-2006-101) :205–207. 4 p, Dec 2006.
- [117] M. Konecki. Muon Reconstruction and Identification at CMS. Technical Report CMS-CR-2009-347, CERN, Geneva, Nov 2009.
- [118] S. Baffioni. Electron reconstruction in CMS. Technical Report CMS-NOTE-2006-040. CERN-CMS-NOTE-2006-040, CERN, Geneva, Feb 2006.
- [119] CMS. CMS Public, PhysicsResultsEGM. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/PhysicsResultsEGM>.
- [120] CMS Collaboration. $\cancel{E}_T$ performance in CMS. December 2007.
- [121] D. Dobur. Jets and Missing Transverse Energy in CMS. Technical Report CMS-CR-2009-030, CERN, Geneva, Jan 2009.
- [122] A. Bocci et al. Tagging b jets with electrons and muons at CMS. Technical Report CMS-NOTE-2006-043. CERN-CMS-NOTE-2006-043, CERN, Geneva, Mar 2006.
- [123] P. Bartalini, R. Chierici et A. de Roeck. Guidelines for the Estimation of Theoretical Uncertainties at the LHC. Technical Report CMS-NOTE-2005-013. CERN-CMS-NOTE-2005-013, CERN, Geneva, Sep 2005.
- [124] M. Lamont et al. Luminosity Optimization and Calibration in the LHC. oai :cds.cern.ch :1211822. Technical Report CERN-ATS-2009-071, CERN, Geneva, May 2009.
- [125] C.J. Clopper, E.S. Pearson. The use of confidence or fiducial limits illustrated in the case of the binomial. *Biometrika*, 26 :404–413, 1934.
- [126] É. Chabert, R. Chierici, T. Le Grand et S. Perries. Generator Comparison for top-pair production in CMSSW. CMS IN 2007/051, September 2007.

NOM : LE GRAND (avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : Thomas		DATE de SOUTENANCE 28 septembre 2010
TITRE : Physique du quark top dans l'expérience CMS au démarrage du LHC		
Numéro d'ordre : 165-2010		
DIPLOME DE DOCT.	DOCTEUR- INGENIEUR	DOCTORAT D'ETAT
		DOCTORAT DE 3e CYCLE
		Spécialité : Physique des Particules
X	☐	☐
		☐
Cote B.I.U. – Lyon : T 50/210/19 / et bis		CLASSE :
RESUME : La première partie de cette thèse porte sur l'amélioration de l'algorithme de l'étape d'initiation de reconstruction des traces de hadrons et de muons au sein du trajectographe au silicium de l'expérience CMS. Les différentes étapes de mise au point et de tests, qui ont permis d'aboutir à la qualification de ce nouvel algorithme en tant que méthode standard d'initiation de la reconstruction des traces, sont présentées dans ce document. La deuxième partie concerne la mise en place d'une méthode alternative de mesure de la section efficace de production des paires top-antitop dans l'expérience CMS lors du démarrage du LHC. Cette analyse est effectuée à partir du canal de désintégration semi-muonique avec au moins un muon supplémentaire provenant d'un des quarks bottom et a été réalisée en simulation complète démontrant ainsi la possibilité d'une "redécouverte" possible du quark top avec 5 pb^{-1}. Les 2.4 pb^{-1} de données réelles obtenues à la fin du mois d'Août m'ont permis d'observer les premières paires top-antitop et d'effectuer une première mesure de section efficace : $171 \pm 77(\text{stat.}) \pm 27(\text{syst.}) \text{ pb}$.		
MOTS-CLES : LHC – expérience CMS – quark top – section efficace – algorithme de trace – premières données		
Laboratoire de recherche : Institut de Physique Nucléaire de Lyon		
Directeurs de recherches : Didier Contardo et Roberto Chierici		
Président du jury : J. Gascon Composition du jury : W. Adam – P. Bartalini – D. Gelé		191 pages