

# Contribution à la recherche de la production éventuelle de paires de quarks Top de même charge au LHC

HAMMAD Grégory  
Promotion 2006

Mémoire de stage de fin d'étude  
diplôme d'ingénieur  
de l'Ecole Nationale Supérieure de Physique de Stasbourg

Rapport de stage effectué sous la direction de M. D'Hondt

Institut Interuniversitaire des Hautes Energies (IIHE)  
Faculté des Sciences, Physique des Particules Élémentaires  
Boulevard du Triomphe  
B-1050-BRUXELLES

# Remerciements

Je souhaiterais remercier Monsieur Jorgen D'Hondt pour m'avoir encadré tout au long de ce stage, ainsi que pour avoir répondu à toutes mes interrogations et m'avoir communiqué son engouement pour la physique du quark Top.

J'aimerais également exprimer toute ma gratitude envers Madame le Professeur Vander Velde pour m'avoir fait la joie de m'accueillir au sein de l'Institut Interuniversitaire des Hautes Energies à Bruxelles, ainsi que pour son aide précieuse lors de la rédaction de ce rapport.

Un grand merci à Steven Lowette pour tout le temps passé à répondre à toutes mes questions, ainsi qu'à Denis Johnson et Gilles De Lentdecker qui ont partagé mon quotidien durant ces quelques mois. Et plus généralement, merci à toutes les personnes de l'IIHE qui m'ont aidé tout au long de cette étude.

## Résumé

Dans le cadre du *Modèle Standard*, les mécanismes de production de paires de quarks Top de même charge sont fortement supprimés. La détection d'un tel processus constituerait donc une preuve supplémentaire en faveur d'une physique *au-delà du Modèle Standard*. Malheureusement, au LHC, le quark Top devrait être produit en grand nombre sous forme de paires quark/anti-quark dont certaines pourraient être mal identifiées et conduire à l'observation de fausses paires de quarks Top de même charge.

Afin d'estimer ce bruit de fond, nous avons simulé et reconstruit un grand nombre d'événements  $pp \rightarrow t\bar{t}$  puis nous avons défini plusieurs variables cinématiques permettant de distinguer les particules bien reconstruites de celles mal identifiées. Après l'application de coupures appropriées, nous avons estimé qu'un processus  $pp \rightarrow t\bar{t}/t\bar{t}$  avec une section efficace minimale de  $1.2 \text{ pb}$  devrait être observable avec une luminosité intégrée de  $30 \text{ fb}^{-1}$  au LHC via les canaux de désintégrations di-leptoniques des quarks Top.

Nous avons ensuite considéré un mécanisme particulier de production de paires de quarks Top de même charge : la désintégration de paires de gluinos dans le cadre du modèle minimal de *Supergravité* (mSUGRA). Après avoir simulé de tels événements, nous avons été amenés à définir de nouveaux critères de sélection qui ont permis de mettre en évidence la possibilité d'observer un excès de paires de quarks Top de même charge dû à la désintégration de paires de gluinos pour certaines valeurs des paramètres du modèle *mSUGRA*.

## Abstract

According to the *Standard Model*, mechanisms of production of same-sign Top quarks pairs are highly suppressed. Therefore, the observation of such process would be another proof in favour of new physics *beyond the Standard Model*. Unfortunately, a large amount of Top quark/anti-quark pairs will be produced at the LHC and a few of them could be mis-identified and lead to observe fake same-sign Top quark pairs. In order to estimate this background, we have simulated and reconstructed a large number of  $pp \rightarrow t\bar{t}$  events, then we have defined several kinematic variables which allow to distinguish bad and well-identified particles. After applying some cuts, we have estimated that a process ( $pp \rightarrow tt/\bar{t}\bar{t}$ ) with a minimal cross section of  $1.2 \text{ pb}$  should be observable at LHC with an integrated luminosity of  $30 \text{ fb}^{-1}$  of data via the di-leptonic decay channel of the Top quark.

Then, we have taken into account a new mechanism of same-sign Top quark pairs production : the decay of gluinos pairs in the framework of the *Minimal Supergravity* (mSUGRA). After having simulated a large amount of those events, we have defined new selection criteria which have allowed us to predict the observability of an excess of same-sign Top quark pairs due to the decay of gluinos pairs for different values of the *mSUGRA* parameters.

# Contexte de l'étude

Le stage pendant lequel a été réalisée cette étude s'est déroulé à l'*Institut Interuniversitaire des Hautes Energies* (IIHE) à Bruxelles pendant la période du 13 mars 2006 au 13 août 2006 sous la direction de Monsieur D'Hondt, chercheur post-doctoral, affilié à l'équipe *CMS*, dont la responsable est Madame le Professeur Vander Velde. Cet Institut réunit les physiciens des Hautes Energies de l'Université Libre de Bruxelles (ULB) et de la Vrije Universiteit Brussel (VUB).

A mon arrivée, il m'a été demandé de refaire l'analyse en cours réalisée conjointement par Messieurs D'Hondt et Lowette en vue de la compléter et de l'optimiser; ce dernier est étudiant en dernière année de thèse de doctorat. Celle-ci concernait l'étude des canaux de désintégrations di-leptoniques des paires de quarks Top de même signe et leur potentialité pour mettre en évidence une physique *au-delà du Modèle Standard*. Pour cela, j'ai développé mon propre programme en langage *C++* en parallèle de celui développé par S. Lowette. L'objectif était double : me permettre dans un premier temps de comprendre chaque étape de l'analyse puisqu'il m'a fallu les coder et dans un second temps de me familiariser avec les méthodes de travail sur données simulées. Ce programme a ensuite été testé sur de nouveaux échantillons, ceux sur lesquels se base la présente étude. Enfin, nous avons pris la décision de poursuivre l'analyse sur base du programme de S. Lowette pour des raisons de cohérence et de performance. C'est dans ce cadre que nous avons développé l'amélioration des critères de sélection pour les électrons, les méthodes de réduction des erreurs statistiques et la combinaison des trois canaux de désintégration di-leptonique.

Forts de nos résultats, nous avons enfin décidé d'exporter notre analyse dans le cadre du modèle de *Supergravité minimale* pour la recherche du superpartenaire du gluon. Cette étude, initiée par J. D'Hondt et S. Lowette, a donné lieu à la publication d'une note d'analyse *CMS* [1] qui, pour des raisons d'emploi du temps, ne concerne pas la totalité des résultats de la présente étude.

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	i
<b>Résumé</b>	i
<b>Abstract</b>	i
<b>Contexte de l'étude</b>	i
<b>1 Introduction</b>	<b>1</b>
1.1 Le LHC, un début de réponse?	1
1.2 L'expérience <i>CMS</i>	2
1.3 La physique du quark Top au sein de CMS	3
1.4 Motivations	4
<b>2 Sélection du signal et estimation du bruit de fond</b>	<b>5</b>
2.1 Signal <i>tt</i> di-leptonique	5
2.2 Simulation des événements	7
2.3 Sélection des événements <i>tt</i> di-leptoniques	7
2.3.1 Sélection des événements	7
2.3.2 Sélection des leptons issus des bosons <i>W</i>	8
2.3.3 Variable $E/ \vec{p} $	11
2.3.4 Variable $\chi^2/Ndl$	12
2.3.5 Observations	12
2.4 Estimation du bruit de fond du <i>Modèle Standard</i>	15
2.4.1 Calcul du rapport <i>R</i>	15
2.4.2 Réduction de l'erreur de la statistique	15
2.4.3 Résultats de l'analyse	17

<b>3</b>	<b>Détection de la production de paires de Top de même charge</b>	<b>19</b>
3.1	Limite de détection à $5\sigma$	19
3.2	Combinaison des trois canaux	20
3.2.1	Principe et résultats	21
3.2.2	Limite de validité de la combinaison	23
<b>4</b>	<b>Application à la détection de paires de <i>gluinos</i></b>	<b>24</b>
4.1	Recherche du gluino dans le cadre du modèle mSUGRA	24
4.2	Sections efficaces et rapports de branchement	25
4.3	Influence du paramètre $\tan \beta$	28
4.4	Sélection des événements	30
4.4.1	Energie manquante	30
4.4.2	Nombre de jets	32
4.4.3	Résultats	33
4.5	Possibilité de détection dans le plan $m_0, m_{1/2}$ au LHC	35
<b>5</b>	<b>Conclusions</b>	<b>37</b>

# Chapitre 1

## Introduction

La description des interactions *forte, faible et électromagnétique* (ces deux dernières étant unifiées sous le nom d'interaction électrofaible), des particules qui véhiculent ces interactions et de celles qui constituent la matière, rassemblée dans une théorie quantique des champs appelée *Modèle Standard* [2][3], fut la grande avancée des années 70 dans le domaine de la physique des particules. Toutefois, malgré son très grand pouvoir prédictif, elle ne peut pas être la théorie "ultime" puisqu'elle ne rend pas compte de l'interaction gravitationnelle et laisse sans réponse un certain nombre de questions fondamentales telles que l'origine du mécanisme donnant une masse aux particules, le fameux mécanisme de Higgs-Brout-Englert [4][5] ou la composition de la *matière noire*, entre autres.

Depuis l'avènement de ce modèle, diverses théories sont venues compléter notre vision de l'Univers et de ses lois en apportant des éléments de réponses à ces questions restées en suspens et constituent donc des extensions du *Modèle Standard*. Mais à présent que le cadre théorique a été bâti, il s'avère nécessaire de le confronter à la réalité. C'est-à-dire obtenir par le biais d'expériences des preuves tangibles permettant de valider (ou d'avalider) ces théories.

### 1.1 Le LHC, un début de réponse ?

C'est dans l'optique de compléter le *Modèle Standard* et de détecter les premiers signes de cette physique *au-delà du Modèle Standard* qu'a été conçu le Grand Collisionneur de Hadrons (LHC pour *Large Hadron Collider*) au CERN, l'organisation européenne pour la recherche nucléaire. Celui-ci constituera le plus puissant accélérateur jamais construit et permettra d'atteindre des énergies de l'ordre du TeV. Ce qui devrait permettre, par exemple, de mettre en évidence l'existence, si existence il y a, de la particule intervenant dans le mécanisme de Higgs.

## Caractéristique du LHC

Ce nouveau collisionneur qui devrait être opérationnel en 2007 et fournir ses premiers résultats en 2008, constitue également une prouesse technique en affichant des caractéristiques encore jamais atteintes :

- nature du collisionneur : collisionneur proton-proton
- énergie de collision dans le référentiel du centre de masse : 14 TeV
- luminosité nominale :  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
- fréquence de croisement des paquets de protons : 40 MHz
- nombre de protons par paquet :  $10^{11}$

## 1.2 L'expérience CMS

Quatre expériences seront associées au LHC :

- ALICE (A Large Ion Collider Experiment) dédiée à l'étude du plasma de quark-gluon formé lors des collisions d'ions lourds.
- LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment) chargée d'étudier la physique du quark  $b$  et la violation CP.
- ATLAS (A Thoroidal LHC Aparatus) et CMS (Compact Muon Solenoid) qui constituent deux expériences polyvalentes.

L'expérience CMS est d'envergure internationale puisqu'elle rassemble environ 1900 physiciens et ingénieurs de plus de 150 institutions différentes réparties sur 31 pays. Son détecteur a été conçu pour fonctionner à haute luminosité au LHC et est constitué de cinq modules principaux :

1. un trajectographe ("Silicon detector" et "Pixel detector") permettant de reconstruire les trajectoires et de mesurer la quantité de mouvement des différentes particules chargées.
2. un calorimètre électromagnétique ("electromagnetic calorimeter") constitué de barreaux de tungstate de plomb reliés à des photodiodes, destiné à mesurer l'énergie et la position des photons et des électrons produits en grand nombre lors des collisions.
3. un calorimètre hadronique ("hadronic calorimeter" et "very-forward calorimeter") servant à mesurer l'énergie et la position des jets hadroniques.
4. un aimant ("superconducting solenoid") produisant un champ magnétique uniforme de 4 Tesla qui a pour effet de courber la trajectoire des particules chargées. Le rayon de courbure étant proportionnel à la quantité de mouvement et inversement proportionnel à l'intensité du champ, il permet en association avec le trajectographe de mesurer la quantité de mouvement de la particule.

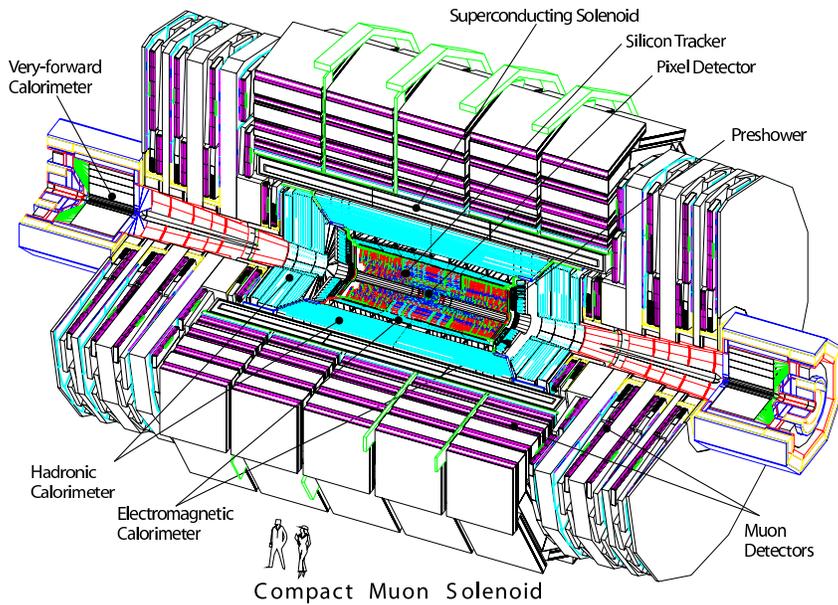


FIG. 1.1 – Schéma du détecteur de l'expérience CMS

5. des chambres à muons ("Muons detector") destinées à la détection spécifique des muons.

### 1.3 La physique du quark Top au sein de CMS

Le quark Top est une singularité parmi les trois générations de quarks par bien des aspects dont le plus évident est sans doute sa masse ; il est environ 35 fois plus lourd que le second quark le plus lourd, le quark  $b$  et environ 35000 fois plus lourd qu'un quark  $u$  ou  $d$  qui sont les constituants de la majeure partie de la matière qui nous entoure.

S'il s'avère que le *Modèle Standard* (MS) constitue une approximation "basse énergie" d'un modèle plus général, tel que celui dont le *Modèle Supersymétrique Minimal* (MSSM) pourrait bien être une esquisse, alors il est raisonnable de penser que le quark Top, du fait même de sa singularité, soit le quark le plus sensible aux effets de cette physique *au-delà du Modèle Standard* et dont l'étude permettrait de déceler les premiers signes de cette nouvelle physique. En effet, il intervient de manière centrale dans plusieurs mécanismes tel que *TopColor assisted TechniColor* (TC2) [6] ou *Flavor Changing Neutral Current* (FCNC) [7][8][9], qui, s'ils sont observés, constitueraient une preuve supplémentaire en faveur des modèles qui les prédisent.

Le quark Top pourrait également servir à mettre en évidence l'existence des superpartenaires prédits [10] par le *Modèle Supersymétrique* (SUSY) mais encore jamais observés, tel que le *Gluino* ou le *Top scalaire* (Stop) [11][12][13]. C'est pourquoi le quark Top fait l'objet de tant d'attentions depuis sa découverte par une équipe du Fermilab le 02 mars 1995 et l'imminence des premières mesures faites au LHC, qui devrait être *une usine à quarks Top* [14], pourrait bien permettre dans les prochaines années de voir émerger certaines preuves en faveur de cette physique *au-delà du Modèle Standard*.

## 1.4 Motivations

La présente étude s'intéresse aux canaux de désintégrations di-leptoniques des quarks Top. En effet, celui-ci se désintègre en un quark  $b$  et un boson  $W$  avec un rapport de branchement de pratiquement 100 %. L'état final du processus dépend donc du mode de désintégration des bosons  $W$ . On distingue trois canaux de désintégrations : le canal di-leptonique (les deux bosons  $W$  se désintègrent en un lepton, électron ou muon, et un neutrino), le canal semi-hadronique (l'un des bosons  $W$  se désintègre leptoniquement tandis que l'autre se désintègre en un quark et un anti-quark) et le canal hadronique (les deux bosons  $W$  se désintègrent en paire quark/anti-quark). Dans le cadre du *Modèle Standard*, lors des collisions proton-proton à l'énergie attendue de 14 TeV au LHC, lorsque le quark Top sera produit par paires, ce sera par paires "quark/anti-quark" uniquement puisque les processus de production de quark Top de même charge tels que le *Flavour Changing Neutral Current* [7] sont supprimés et conduisent donc, dans le cas du canal de désintégration di-leptonique, à des leptons de charges opposées dans leur état final. La présence dans cet état final de deux leptons de même charge issus de la désintégration en cascade des deux quarks Top seraient une preuve en faveur de ces modèles qui prédisent la production de quarks Top de même charge et de manière indirecte en faveur de cette physique *au-delà du Modèle Standard*. Toutefois, de tels événements peuvent être masqués par une mauvaise identification du type de leptons produits par la désintégration en cascade des quarks Top lors des événements  $t\bar{t}$ , ou bien de leur charge. Or, au futur *Large Hadron Collider*, LHC, un grand nombre de paires de quarks Top vont être produites (environ 8 millions de paires  $t\bar{t}$  par expérience par année, à basse luminosité). Il va donc désormais être possible de chercher à observer ces éventuelles déviations par rapport au *Modèle Standard*. Il apparaît donc comme absolument nécessaire de pouvoir sélectionner les leptons issus de la désintégration d'un boson  $W$  produit par un quark Top et de rejeter efficacement ceux dont la charge a mal été identifiée.

## Chapitre 2

# Sélection du signal et estimation du bruit de fond

Les algorithmes d'identification des particules et de reconstruction de leur trajectoire ne sont pas efficaces à 100 %. C'est pourquoi, afin d'estimer l'erreur faite sur l'identification des particules issues de la désintégration en cascade des quarks Top ainsi que sur la détermination de leur charge, un grand nombre d'événements  $t\bar{t}$  ont été générés puis reconstruits. Il a ainsi été possible de quantifier le nombre de particules soit mal identifiées, soit dont la charge a mal été déterminée à l'aide de l'information fournie par le générateur d'événements. Cela nous a également permis de définir de nouvelles variables *discriminantes*, i.e. qui permettent de distinguer ces différents types de particules et de déterminer de nouvelles coupures qui améliorent l'efficacité de la sélection des événements.

### 2.1 Signal $t\bar{t}$ di-leptonique

Le quark Top se désintègre par interaction faible en un quark  $b$  et un boson  $W$  avec un rapport de branchement de pratiquement 100 %. Le quark  $b$  va ensuite s'hadroniser et donner lieu à la production d'un jet de particules. C'est donc le type de particules produites lors de la désintégration du boson  $W$  qui conditionne la topologie de l'état final. Ainsi dans le cas de la production de paires de quarks Top, il existe 3 grandes signatures de ce signal :

1. **canal hadronique** : le boson  $W$  se désintègre en une paire de quark/anti-quark qui ensuite s'hadronisent, de même que les quarks  $b$  produits, soit 6 jets de particules au total dans l'état final.
2. **canal semi-leptonique** : l'un des deux bosons  $W$  se désintègre via interaction

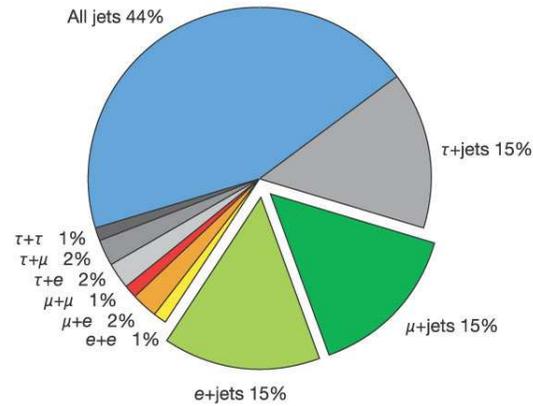


FIG. 2.1 – Rapports de branchement des différents canaux de désintégrations (hadronique, semi-leptonique et di-leptonique) des paires de quarks Top

faible en un lepton chargé<sup>1</sup> et un neutrino, tandis que l'autre boson  $W$  produit une paire de quark/anti-quark. Ce qui donne lieu à un état final comprenant 4 jets, un lepton chargé et un neutrino. Les neutrinos n'étant pas détectés, leur production se traduit par une apparente violation du principe de conservation de l'énergie (*énergie manquante*).

3. **canal di-leptonique** : chacun des deux bosons  $W$  donne naissance à un lepton chargé et un neutrino. L'état final présente donc 2 jets de particules issus des quarks  $b$  ainsi que 2 leptons chargés.

Comme nous l'avons dit précédemment, la présente étude se focalise sur le canal de désintégration di-leptonique (muons et électrons) des paires de quarks Top de même charge. Dans la mesure où les événements  $tt$  possèdent la même topologie cinématique que les événement  $t\bar{t}$ , hypothèse faite dans le cadre de cette étude, ceux-ci ne représentent qu'environ 4 % des désintégrations produites, comme le montre la figure 2.1, mais possède l'avantage de présenter une topologie claire. Par ailleurs, la charge des leptons issus de la désintégration en cascade des quarks Top produits constitue le seul critère permettant de distinguer la production de paires de quarks Top de même charge de celle de paires de quarks Top de charges opposées.

<sup>1</sup>Dans le cas présent, électron ou muon. Le lepton Tau se désintègre trop rapidement pour pouvoir être observé :  $\tau_{\text{Tau}} = 290,6 \times 10^{-15} \text{ s}$  /  $\tau_{\text{Muon}} = 2,2 \times 10^{-6}$

	Section efficace ( $pb$ )	Nb d'événements	Luminosité ( $fb^{-1}$ )
$t\bar{t} \rightarrow bW\bar{b}W \rightarrow b\mu^\pm\nu_\mu\bar{b}\mu^\mp\nu_\mu$	6,91	100690	14,53
$t\bar{t} \rightarrow bW\bar{b}W \rightarrow be^\pm\nu_e\bar{b}e^\mp\nu_e$	6,91	100690	14,53
$t\bar{t} \rightarrow bW\bar{b}W \rightarrow b\mu^\pm\nu_\mu\bar{b}e^\mp\nu_e$	13,8	201380	14,53
$t\bar{t} \rightarrow bW\bar{b}W \rightarrow \tau + X$	34,6	495809	14,33
$t\bar{t} \rightarrow bW\bar{b}W \rightarrow bq\bar{q}bq'\bar{q}'$	498,8	683529	1,37
$WW$	190,0	450988	2,37
$Z + jets$	575,7	80454	0,14

TAB. 2.1 – Section efficace, nombre d'événements reconstruits et luminosité intégrée correspondante pour chaque type de processus considéré.

## 2.2 Simulation des événements

Les événements  $t\bar{t}$  sur lesquels est basée la présente étude ont été simulés à l'aide des logiciels CMKIN 3.1.0 et PYTHIA 6.2 [15]. La réponse du détecteur a été reproduite au moyen du logiciel GEANT-4 présent dans la version 2.4.6 du logiciel OSCAR. La reconstruction s'est faite à l'aide du logiciel développé dans le cadre de la collaboration CMS [16], à savoir ORCA [17].

Compte tenu de la topologie cinématique du signal que nous souhaitons étudier, la majeure partie du bruit de fond provient des trois canaux suivants :

- $t\bar{t} \rightarrow bW\bar{b}W \rightarrow b\mu^\pm\nu_\mu\bar{b}\mu^\mp\nu_\mu$
- $t\bar{t} \rightarrow bW\bar{b}W \rightarrow be^\pm\nu_e\bar{b}e^\mp\nu_e$
- $t\bar{t} \rightarrow bW\bar{b}W \rightarrow b\mu^\pm\nu_\mu\bar{b}e^\mp\nu_e$

Une autre part du bruit de fond est constituée des canaux de désintégration semi-leptonique et hadronique :

- $t\bar{t} \rightarrow bW\bar{b}W \rightarrow \tau + X$
- $t\bar{t} \rightarrow bW\bar{b}W \rightarrow bq\bar{q}'bq''\bar{q}'''$

Le bruit de fond du *Modèle Standard* produit par les processus  $WW$  et  $Z + jets$  est lui aussi pris en compte. Le tableau 2.1 récapitule le nombre d'événements reconstruits utilisés dans cette étude.

## 2.3 Sélection des événements $t\bar{t}$ di-leptoniques

### 2.3.1 Sélection des événements

Les critères de sélection des événements tirent parti du fait que l'état final présente une topologie claire qui se distingue des autres processus du *Modèle Standard*. Ceux-ci sont simplement appliqués de manière séquentielle aux échantillons reconstruits.

On requiert de ces événements qu'ils présentent :

1. deux jets ( $E_T > 25 \text{ GeV}$  et  $|\eta| < 2, 4$ ). Leur énergie ayant été calibrée [19]
2. chaque jet doit être identifié comme étant issu d'un quark  $b$ , i.e le jet doit posséder un discriminant  $b$  [20] supérieur à 0, 5.
3. deux leptons identifiés du type demandé, séparés tels que :

$$\Delta R = \sqrt{(\phi_{lepton_1} - \phi_{lepton_2})^2 + (\eta_{lepton_1} - \eta_{lepton_2})^2} > 0, 1 \quad (2.1)$$

où  $\phi$  représente l'angle azimuthal défini dans le plan transverse à l'axe du faisceau et  $\eta$  désigne la *pseudo-rapidité* définie telle que :  $\eta = -\ln(\tan(\frac{\theta_{cm}}{2}))$ ,  $\theta_{cm}$  étant l'angle de diffusion des particules dans le repère du centre de masse.

### 2.3.2 Sélection des leptons issus des bosons $W$

Cette étape a pour but d'identifier les deux leptons émis lors de la désintégration en cascade des deux quarks Top parmi :

- tous les leptons produits (par exemple par fragmentation et par hadronisation de partons colorés)
- les faux leptons (traces identifiées à tort comme des leptons)

Le lepton originaire de la désintégration d'un boson  $W$  issu d'un quark Top est identifié au moyen de l'information fournie par le générateur d'événements. La variable  $\Delta R = \sqrt{(\phi_{rec} - \phi_{gen})^2 + (\eta_{rec} - \eta_{gen})^2}$  est ensuite calculée entre ce lepton généré et tous les leptons candidats reconstruits. Ils sont alors considérés comme étant de bons leptons (*W-like*) si  $\Delta R < 0, 2$ , les autres comme étant de mauvais leptons (*non W-like*). Il s'agit enfin de déterminer les caractéristiques qui diffèrent selon le type de leptons. Pour cela, il est nécessaire de définir des variables dont les distributions sont corrélées avec le fait que le lepton soit *W-like*.

Le lepton émis suite à la désintégration en cascade d'un quark Top ne fait pas partie d'un jet de particules et sa trajectoire se trouve normalement séparée de celles des particules du jet dû à l'hadronisation du quark  $b$  ainsi que des autres jets de l'événement. Le lepton est dit *isolé*. Ainsi, pour chaque lepton reconstruit, sont calculés :

- l'énergie d'isolation,  $E_{iso}(GeV)$  qui est la somme des énergies déposées dans le calorimètre dans un cône d'angle d'ouverture  $\Delta R = 0, 3 \text{ rad}$  autour de la direction du lepton mesuré au niveau de la surface du calorimètre.
- l'angle d'isolation,  $\alpha_{iso}(rad)$  qui est l'angle minimal entre le lepton candidat et les jets reconstruits, calculé dans le plan  $(\theta, \phi)$ .
- le logarithme de la quantité de mouvement transverse d'isolation,  $\log(p_T^{iso})$ ,  $p_T$  en  $(GeV/c)$ . La quantité de mouvement transverse d'isolation est définie comme la somme des quantités de mouvements transverses des particules dont les traces sont situées dans un cône  $\Delta R = 0, 3 \text{ rad}$  autour du lepton considéré et dont les

points d'approche les plus près selon la direction du faisceau sont situés à moins de 2 mm du vertex primaire reconstruit.

De plus, du fait de la différence des temps de vie du quark  $b$  et du boson  $W$  et donc des parcours moyens dans le détecteur, le lepton issu du boson  $W$  semble émis au vertex primaire contrairement aux autres leptons émis avec le jet. De ce fait, nous avons également considéré :

- la signifiante,  $c$ , de la distance selon la direction du faisceau entre le vertex primaire reconstruit et le point d'approche le plus près du lepton, définie comme étant la valeur de cette distance divisée par l'incertitude sur cette mesure.

Cette observable permet aussi de se soustraire en partie aux effets d'empilement des événements (*pile-up*) dus au grand nombre de protons présents dans chaque paquet que l'on collisionne et qui peut donc nous amener à considérer un lepton qui serait en vérité issu d'un autre événement intervenu simultanément.

Enfin, nous avons considéré la projection dans un plan transverse à l'axe du faisceau du vecteur quantité de mouvement,  $\vec{p}$ . Le logarithme permet d'obtenir une distribution ayant la forme d'une gaussienne.

- le logarithme de la quantité de mouvement transverse,  $\log(p_T)$ ,  $p_T$  en (GeV/c).

Pour les électrons, une variable supplémentaire est définie,  $Q_e$ , qui tient compte entre autres du rapport de l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique sur la quantité de mouvement calculée à partir de la trajectoire, des différences de pseudo-rapidité mesurées en plusieurs endroits du détecteur.

Pour chacune de ces variables est défini un rapport de vraisemblance,  $\mathcal{L}_i$  tel que :

$$\mathcal{L}_i = \frac{P_i^s(x_i)}{P_i^s(x_i) + P_i^b(x_i)} \quad (2.2)$$

où  $P_i^s(x_i)$  et  $P_i^b(x_i)$  sont les fonctions *densités de probabilités* de la  $i^{\text{ème}}$  observable définie ci-dessus pour, respectivement, les leptons issus de la désintégration d'un boson  $W$  (s) et tous les autres leptons de l'état final (b). Ces rapports de vraisemblance sont ensuite combinés :

$$\mathcal{L}_{comb} = \prod_i^{5 \text{ ou } 6} \mathcal{L}_i(x_i)^{\frac{1}{\sum_j c_{ij}}(x_i)} \quad (2.3)$$

où  $c_{ij}$  représente la corrélation entre les variables  $i$  et  $j$ . Les deux leptons retenus dans l'état final sont ceux ayant les valeurs de  $\mathcal{L}_{comb}$  les plus hautes.

L'analyse des distributions des variables  $p_T$  et  $\mathcal{L}_{comb}$  a permis de définir un dernier critère de sélection des événements :

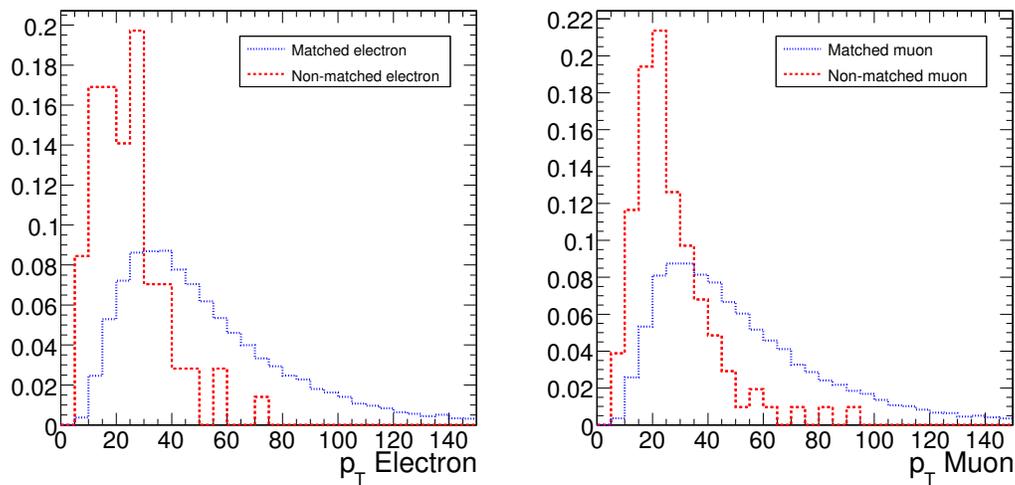


FIG. 2.2 – Distribution de la quantité de mouvement transverse pour a) les électrons candidats et b) les muons candidats

4. les deux leptons candidats doivent avoir une quantité de mouvement transverse  $p_T$  supérieure à  $25 \text{ GeV}/c$ , un rapport de vraisemblance combiné supérieur à 0,05 et se trouver dans le cône d'acceptance du détecteur ( $|\eta| < 2,4$ )

En effet, puisqu'il s'agit d'événements simulés, il est possible de savoir si le lepton sélectionné provient de la désintégration en cascade d'un quark Top ou si sa charge est erronée ou encore s'il s'agit d'une autre particule.

Comme le montrent les figures 2.2a et 2.2b, la variable  $p_T$  présente une distribution de type *Landau* dont la valeur la plus probable est située aux alentours de  $25 \text{ GeV}/c$  pour les *mauvais* leptons (courbe rouge) et aux alentours de  $35 \text{ GeV}/c$  pour les *bons* leptons (courbe bleue). Une coupure sur la quantité de mouvement transverse permet donc de rejeter un grand nombre de leptons *non W-like* (environ 40 %). Parmi les leptons que nous avons retenus après l'application des différents critères de sélection en figure un certain nombre dont la charge a été mal identifiée et qui conduisent donc à des états finals où les deux leptons sont de même charge. Du fait de sa définition, la variable  $\mathcal{L}_{comb}$  permet de distinguer ces leptons parmi tous les autres leptons comme le montre la figure 2.3. Dans le cas des muons, la quasi-totalité de la distribution des leptons dont la charge a mal été identifiée se situe entre 0 et 0,05 (courbe verte). La coupure précédente permet donc de pratiquement tous les rejeter. Le cas des électrons est plus problématique puisque les différentes distributions présentent des allures similaires. Ainsi, même si la coupure améliore le nombre de leptons avec une charge mal identifiée rejetés, l'efficacité

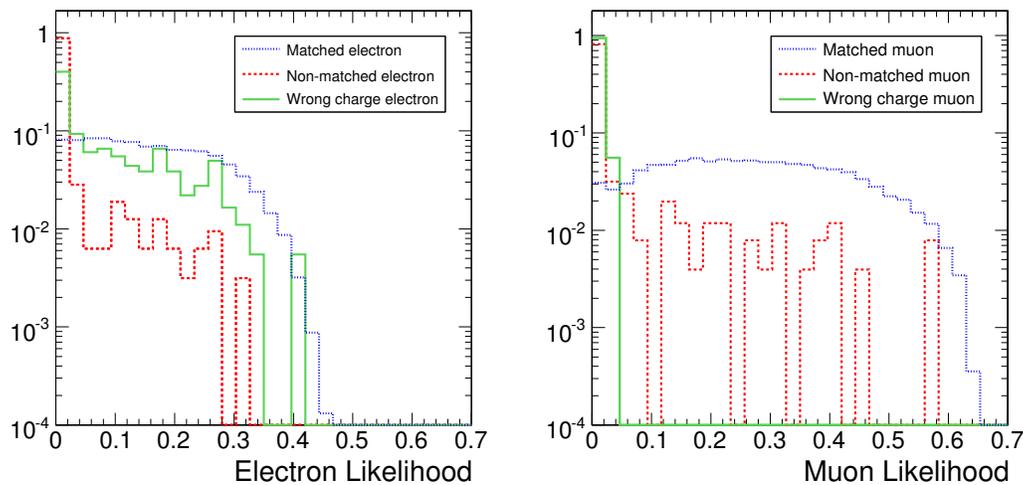


FIG. 2.3 – Distribution du rapport de vraisemblance combiné pour a) les électrons et b) les muons

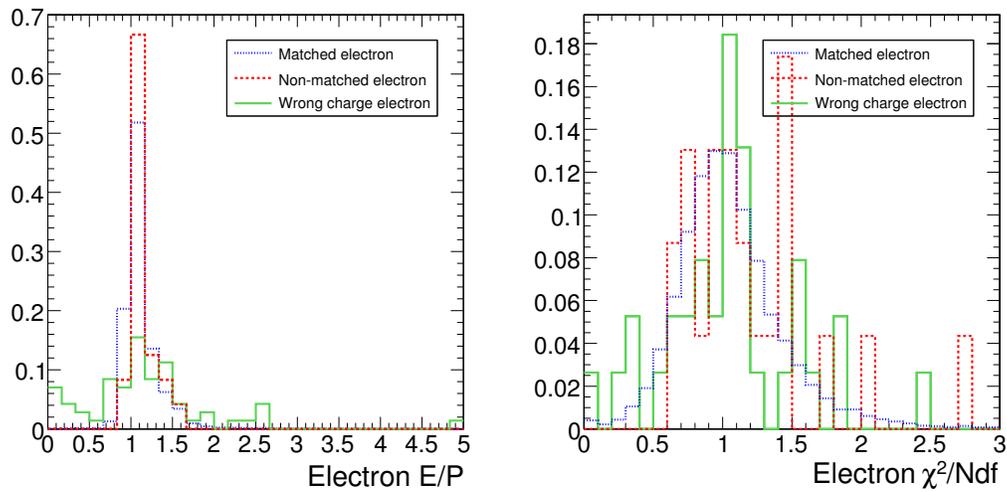
de la sélection est plus faible dans le cas des électrons.

Notre intention étant de combiner les analyses faites sur les canaux de désintégration di-leptonique des événements  $t\bar{t}$ , nous devons pour cela avoir une efficacité du même ordre de grandeur. Cela nous a amené à définir de nouvelles variables spécifiques aux électrons.

### 2.3.3 Variable $E/|\vec{p}|$

Une part importante d'électrons mal identifiés induisant de faux événements  $tt/\bar{t}\bar{t}$  sont dus au fait que, lors de la reconstruction de l'événement, une trajectoire mal reconstruite a été associée à une énergie déposée dans le calorimètre. De ce fait, on s'attend à ce qu'il existe un écart entre l'énergie  $E$  calculée pour la particule et la norme de son vecteur quantité de mouvement  $\vec{p}$  calculé à partir de sa trajectoire. La figure 2.4a nous montre que la variable  $E/|\vec{p}|$  possède bien une distribution centrée sur la valeur 1 mais conformément à nos attentes, bon nombre d'électrons dont la charge a mal été reconstruite ont une valeur de  $E/|\vec{p}|$  différente de 1.

Afin de déterminer la coupure optimale à effectuer sur cette variable, i.e. la coupure pour laquelle un maximum de faux événements  $tt/\bar{t}\bar{t}$  sont rejetés pour un minimum d'événements  $t\bar{t}$  perdus, nous avons procédé à la sélection de ces événements pour différentes valeurs de  $E/|\vec{p}|_{min}$  et  $E/|\vec{p}|_{max}$ .


 FIG. 2.4 – Distribution des variables a)  $E/|\vec{p}|$  et b)  $\chi^2/Ndf$ 

### 2.3.4 Variable $\chi^2/Ndf$

La variable  $\chi^2$  divisée par le nombre de degrés de liberté,  $Ndf$ , rend compte de la qualité de la trajectoire reconstruite à partir des points d'impacts laissés par les électrons dans le trajectographe. Les distributions de cette variable pour les trois types de leptons considérés (*W-like*, *non W-like* et *W-like* mais charge erronée) montrent qu'il est possible d'en rejeter une partie en effectuant des coupures sur les valeurs de  $\chi^2/Ndf$  maximum et minimum puisque la distribution de cette variable montre un léger étalement entre les valeurs  $[0, 3]$  pour les leptons *non W-like* et ceux de charge erronée. Comme précédemment, nous avons procédé à différentes coupures selon la valeur de cette variable afin de déterminer celle présentant l'efficacité maximale.

Au final, le critère de sélection retenu est :

$$0,75 < E/|\vec{p}| < 1,75 \quad \text{et} \quad 0,45 < \chi^2/Ndf < 2,4 \quad (2.4)$$

### 2.3.5 Observations

Comme le montrent les résultats du tableau 2.2, les trois premiers critères de sélection qui requièrent d'un événement retenu qu'il présente deux jets de particules dus à l'hadronisation des quarks *b* et deux leptons (muon ou électron) dans l'état final, ont permis d'éliminer efficacement le bruit de fond du *Modèle Standard* dû aux événements *WW* et *Z + jets*. En effet, après application de ces critères, le nombre d'événements retenus parmi les 450998 et 80494 événements générés respectivement, n'est plus que de :

- 6 et 11 pour un état final attendu avec deux muons,
- 179 et 17 pour deux électrons attendus,
- 74 et 3 pour un état final à un électron et un muon.

Quant aux critères suivants concernant plus spécifiquement l'identification des leptons (utilisation de la variable  $\mathcal{L}_{comb. . .}$ ), ils permettent de rejeter efficacement les événements issus de la source principale du bruit de fond de notre étude. A savoir les événements  $t\bar{t}$  di-leptonique. En effet, après sélection, il ne subsiste plus que quelques événements pour lesquels le lepton a mal été reconstruit (électron identifié comme étant un muon ou vice-versa) et le nombre d'événements où la charge du lepton est erronée n'excède pas 10 :

- 3 pour un état final attendu avec deux muons sur les 7001 événements retenus.
- 7 pour deux électrons attendus sur 2922,
- 10 pour un état final à un électron et un muon sur 8742 événements.

Cela permet également de rejeter les événements issus des canaux de désintégrations semi-leptoniques et hadroniques.

A noter toutefois que l'identification de la charge des électrons restent dans une certaine mesure problématique : le nombre d'événements où les deux électrons sont identifiés, à tort, comme ayant la même charge reste le double de ceux issus du canal dimuonique bien que le nombre total d'événements retenus soit deux fois plus faible. Cependant le canal diélectronique affiche une bonne efficacité de rejet des bruits de fond des canaux semi-leptoniques, hadroniques et autres (0 événement  $\mu\mu$ ,  $\mu e$  ou  $\tau + X$  retenus lorsque deux électrons sont requis dans l'état final). Ce qui nous a permis dans la suite de l'étude d'exploiter ce canal au même titre que les deux autres.

TAB. 2.2 – Nombre d'événements retenus selon les critères appliqués

	$\mu\mu$	$\mu e$ et $ee$	$t\bar{t} \rightarrow \tau + X$	Other $t\bar{t}$	$W^\pm W^\mp$	Z+jets
Avant sélection	100690	302070	495809	683529	450988	80454
Trigger	88940	237428	248093	140785	98139	37037
Critère $n^{\circ}1$	63976	174385	193205	132009	48946	9169
Critère $n^{\circ}2$	14380	36129	32587	12277	326	34
Critère $n^{\circ}3$	12902	438	5342	1188	6	11
Critère $n^{\circ}4$	7001	1	690	2	2	8
Efficacité (%)	6,96	0,0003	0,14	0,0006	0,00022	0,0092
Même charge	3	1	2	1	2	0
Charge opposée	6998	0	688	1	0	8
	$ee$	$\mu\mu$ et $\mu e$	$t\bar{t} \rightarrow \tau + X$	Other $t\bar{t}$	$W^\pm W^\mp$	Z+jets
Avant sélection	100690	302070	495809	683529	450988	80454
Trigger	77966	248402	248093	140785	98139	37037
Critère $n^{\circ}1$	57670	180691	193205	132009	48946	9169
Critère $n^{\circ}2$	11676	38833	32587	12277	326	34
Critère $n^{\circ}3$	10543	503	6468	3236	179	17
Critère $n^{\circ}4$	4142	4	529	6	2	8
$0,75 < E/p < 1,75$	3264	2	396	5	2	2
$0,45 < \chi^2/Ndl < 2,4$	2922	2	360	5	2	2
Efficacité (%)	2,90	0,0007	0,072	0,0007	0,0004	0,0024
Même charge	7	0	0	1	1	0
Charge opposée	2915	2	360	4	1	2
	$e\mu$	$\mu\mu$ et $ee$	$t\bar{t} \rightarrow \tau + X$	Other $t\bar{t}$	$W^\pm W^\mp$	Z+jets
Avant sélection	201380	201380	495809	683529	450988	80454
Trigger	159462	166906	248093	140785	98139	37037
Critère $n^{\circ}1$	116715	121646	193205	132009	48946	9169
Critère $n^{\circ}2$	24453	26056	32587	12277	326	34
Critère $n^{\circ}3$	21815	970	11699	4062	74	3
Critère $n^{\circ}4$	10501	13	1219	11	1	0
$0,75 < E/p < 1,75$	9357	6	1074	10	0	0
$0,45 < \chi^2/Ndl < 2,4$	8742	6	1006	9	0	0
Efficacité (%)	4,34	0,0029	0,202	0,0013	0,0	0,0
Même charge	10	0	11	5	0	0
Charge opposée	8732	6	995	4	0	0

## 2.4 Estimation du bruit de fond du *Modèle Standard*

La présente étude consiste à mettre en évidence la possibilité de mesurer un excès du nombre d'événements  $t\bar{t}/t\bar{t}$  par rapport au nombre d'événements  $t\bar{t}$  mal identifiés attendus dans le cadre du *Modèle Standard*. Pour cela, la variable  $R$  a été définie, et ce pour chaque état final étudié,  $\mu\mu$ ,  $\mu e$  et  $ee$ , telle que :

$$R = \frac{N_{++,--}}{N_{+-}} \quad (2.5)$$

où  $N_{++,--}$  désigne le nombre d'événements avec deux leptons reconstruits de même charge et  $N_{+-}$ , ceux où les deux leptons sont de charges opposées.

### 2.4.1 Calcul du rapport $R$

Les nombres d'événements reconstruits des processus générés (par ex.  $\mu\mu$ ,  $\mu e$  et  $ee$ ,  $t \rightarrow \tau + X, \dots$ ) correspondent à des luminosités différentes. Il est donc nécessaire de ramener les valeurs  $N_{++,--}$  et  $N_{+-}$  à celles attendues pour une même luminosité intégrée. La variable  $R$  est alors calculée comme étant le rapport de ces sommes.

$$R = \frac{\sum_i N_{++,--}^i}{\sum_i N_{+-}^i} = \frac{N_{++,--}}{N_{+-}} \quad (2.6)$$

L'incertitude sur la variable  $R$  est ensuite calculée à l'aide de la formule de propagation des erreurs :

$$\frac{\Delta R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{++,--}}{N_{++,--}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{+-}}{N_{+-}}\right)^2} \quad (2.7)$$

les incertitudes sur les quantités  $N_{++,--}$  et  $N_{+-}$  sont considérées comme étant de type poissonnienne,  $\Delta N = \sqrt{N}$ .

### 2.4.2 Réduction de l'erreur de la statistique

La faible valeur du nombre d'événements restant après sélection pour les processus constituant le bruit de fond de notre étude ( $t\bar{t}$  *other*,  $WW$  et  $Z + jets$ ) ne permet pas une analyse quantitative précise de leurs contributions en événements présentant deux leptons de même charge ou de charges différentes dans l'état final; l'erreur statistique induite influence sensiblement la valeur du rapport  $R$ . Selon le type de processus dont sont issus les leptons considérés, différentes stratégies ont été mises en place.

*Processus Other  $t\bar{t}$  :*

Le nombre d'événements simulés totalement disponibles pour le processus *Other  $t\bar{t}$*  étant plus important que celui sur lequel nous sommes basés, nous avons procédé à la reconstruction d'un grand nombre de ces événements afin de réduire l'erreur statistique due à la taille de l'échantillon. La nouvelle luminosité intégrée est de  $5,24 \text{ fb}^{-1}$  ( $1,37 \text{ fb}^{-1}$  précédemment). Le tableau 2.3 donne les résultats des différents critères de sélection sur ce nouvel échantillon d'événements. L'amélioration est particulièrement importante pour le canal donnant lieu à deux muons dans l'état final puisque le nombre  $N_{++--}$  est désormais deux fois inférieur au nombre  $N_{+-}$  alors qu'ils étaient égaux précédemment. Les deux autres canaux bénéficient également d'une amélioration.

TAB. 2.3 – Nombre d'événements retenus selon les critères appliqués pour le processus *Other  $t\bar{t}$*

	$\mu\mu$	$ee$	$\mu e$
Avant sélection	2614785	2614785	2614785
Trigger	538677	538677	538677
Critère $n^{\circ}1$	504899	504899	504899
Critère $n^{\circ}2$	46931	46931	46931
Critère $n^{\circ}3$	4304	12217	16015
Critère $n^{\circ}4$	15	22	37
$0,75 < E/ \vec{p}  < 1,75$	–	16	31
$0,45 < \chi^2/Ndf < 2,4$	–	15	28
Efficacité (%)	0.00053	0.00053	0.00107
$N_{++--}$	4	5	11
$N_{+-}$	11	10	17

*Processus  $WW$  et  $Z + jets$  :*

Le critère le plus restrictif sur le nombre d'événements retenus étant le *marquage des quarks  $b$* , l'analyse complète a été effectuée sans cette coupure sur les échantillons  *$WW$  et  $Z + jets$* . Cela a eu pour effet d'augmenter le nombre d'événements sélectionnés  $N_{++--}$  et  $N_{+-}$  et de réduire l'incertitude sur le rapport  $R$ . L'efficacité de ce critère étant connu, cf. tableau 2.2, l'influence de ce type de bruit de fond sur les valeurs a ainsi pu être mesurée comme le montre le tableau 2.4.

TAB. 2.4 – Nombre d'événements retenus après sélection selon que l'efficacité du critère d'identification des quarks  $b$  ait été appliquée ou non.

$\mu\mu$		$WW$		$Z + jets$	
	<i>Efficacité</i>	0,006660		0,003708	
	<i>Critère n°2</i>	Sans	Avec	Sans	Avec
	$N_{++,--}$	146	1,0	0	0
	$N_{+-}$	163	1,1	1672	6,2
$ee$		$WW$		$Z + jets$	
	<i>Critère n°2</i>	Sans	Avec	Sans	Avec
	$N_{++,--}$	61	0,4	0	0
	$N_{+-}$	64	0,4	650	2,4
$\mu e$		$WW$		$Z + jets$	
	<i>Critère n°2</i>	Sans	Avec	Sans	Avec
	$N_{++,--}$	197	1,3	0	0
	$N_{+-}$	238	1,6	12	0,4

### 2.4.3 Résultats de l'analyse

Les résultats obtenus sont présentés dans la tableau 2.5. Conformément à nos attentes, le canal de désintégration présentant deux muons dans l'état final possède la valeur de  $R$  la plus basse et l'erreur la plus faible. En effet, l'efficacité de reconstruction et d'identification de la charge est plus élevée dans le cas des muons que dans celui des électrons. Cela explique le fait que le canal présentant deux électrons dans l'état final est celui affichant le rapport  $R$  et l'erreur les plus hauts. Les erreurs obtenues pour le canal ayant un électron et un muon dans l'état final sont proches de celles du canal di-muonique. Cela provient du fait que pour une luminosité donnée, le nombre d'événements dont l'état final possède deux leptons de types différents est le double de ceux dont les leptons de l'état final sont de types identiques. L'erreur statistique s'en trouve réduite. Toutefois, grâce aux variables supplémentaires,  $E/p$  et  $\chi^2/Ndl$ , la valeur du rapport  $R$  pour le canal di-électronique est du même ordre de grandeur que celle des deux autres canaux.

TAB. 2.5 – Valeurs obtenues et leurs incertitudes pour la variable  $R$  en fonction de l'état final étudié et de la luminosité intégrée.

	$\mu\mu$	$ee$	$\mu e$
$1 \text{ fb}^{-1}$	$0,0037 \pm 0,0026$	$0,0080 \pm 0,0060$	$0,0053 \pm 0,0028$
$10 \text{ fb}^{-1}$	$0,0037 \pm 0,0008$	$0,0080 \pm 0,0019$	$0,0053 \pm 0,0009$
$30 \text{ fb}^{-1}$	$0,0037 \pm 0,0005$	$0,0080 \pm 0,0011$	$0,0053 \pm 0,0005$

## Chapitre 3

# Détermination de la limite de détection de la production de paires de quarks Top de même charge

L'analyse précédente nous a permis d'estimer le nombre d'événements  $t\bar{t}$  attendus dans le cadre du *Modèle Standard* dont les leptons dans l'état final sont considérés à tort comme étant de même charge du fait d'une mauvaise reconstruction ou identification de leur charge. Il est désormais possible de calculer la valeur de la section efficace minimale du processus  $pp \rightarrow t\bar{t}/\ell\bar{\ell}$  pour que l'excès d'événements di-leptoniques de même charge soit détectable par rapport à la valeur calculée précédemment.

### 3.1 Limite de détection à $5\sigma$

Nous avons fixé la limite de détection de la production de paires de quarks Top de même charge conduisant à deux leptons de même charge dans l'état final à  $5\sigma$ , i.e. une déviation par rapport à la valeur du rapport  $R$  attendue dans le cadre du *Modèle Standard* égale à 5 fois l'erreur attendue sur la valeur de  $R$ . Cette limite s'explique par le fait que la probabilité que la différence due aux fluctuations statistiques entre le rapport calculé et la valeur attendue dans le cadre du *Modèle Standard* soit supérieur à 5 fois l'erreur attendue est de  $5,7 \times 10^{-7}$  dans le cas où  $R$  est distribuée normalement. Ainsi en fixant une limite à  $5\sigma$ , si l'on observe une valeur supérieure à cette limite, il est possible de l'imputer à un excès dû à cette physique *au-delà du Modèle Standard* que nous cherchons à mettre en évidence.

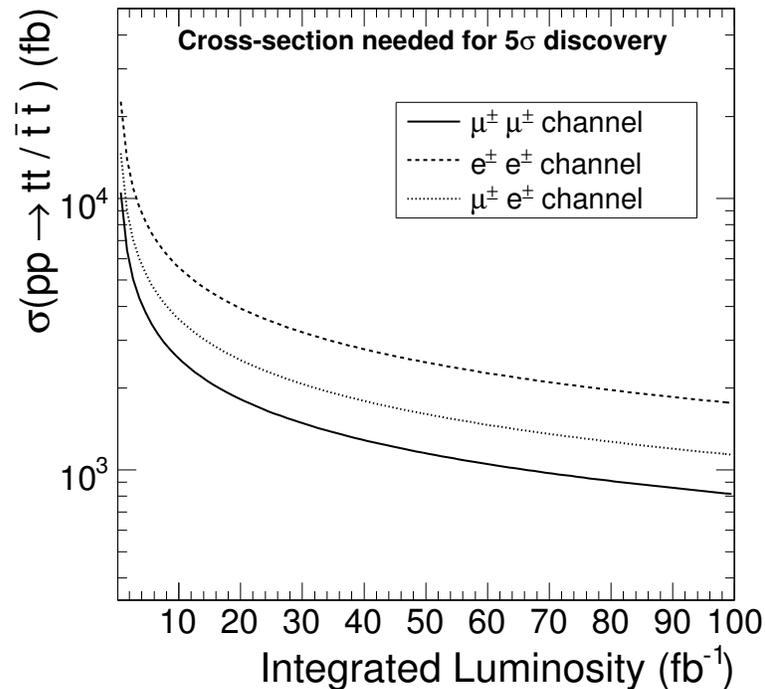


FIG. 3.1 – Section efficace minimale du processus  $p + p \rightarrow tt/\bar{t}\bar{t}$  nécessaire pour un excès de  $5\sigma$  sur le rapport  $R$  en fonction de la luminosité intégrée pour chaque état final

Calculant le nombre minimum d'événements  $tt/\bar{t}\bar{t}$  nécessaire pour cet excès à  $5\sigma$ , il est possible de calculer en fonction de la luminosité la valeur minimale de la section efficace de ce processus pour ainsi être détecté comme le montre la figure 3.1. Le canal di-muonique affiche bien la meilleure sensibilité à cette physique *au-delà du Modèle Standard* puisqu'il présente la valeur de section efficace la plus faible. Les deux autres canaux, comme nous l'attendions présentent une sensibilité plus faible à cause de l'efficacité plus faible concernant les électrons. Le canal  $\mu e$  profite quant à lui de la réduction de l'erreur statistique du fait du nombre deux fois plus important d'événements pour une même luminosité par rapport aux canal  $\mu\mu$  et  $ee$ .

### 3.2 Combinaison des trois canaux

Les trois canaux de désintégration étant indépendants, il est possible de combiner leurs résultats. De plus, les erreurs attendues sur les rapports  $R$  sont comparables. Il est donc permis d'attendre un gain en sensibilité du fait de cette combinaison.

### 3.2.1 Principe et résultats

Afin de combiner les informations issues des trois canaux de désintégration constituant le bruit de fond de notre analyse, nous avons défini la variable  $Q$  telle que :

$$Q^2 = \sum_{i=1}^3 S_i^2(\sigma_{tt/\bar{t}\bar{t}}, \dots) = \sum_{i=1}^3 \left( \frac{R - R_i^{MS}}{\sigma_i^{MS}} \right)^2 \quad (3.1)$$

où  $S_i$  est la variable représentant la signification de l'excès du nombre de paires de leptons de même charge provenant d'événements  $tt/\bar{t}\bar{t}$  pour le canal  $i$ . Dans l'hypothèse où ces variables  $S_i$  sont distribuées selon une loi normale centrée réduite, la variable  $Q^2$  suit une loi du  $\chi^2$  à trois degrés de libertés. Pour pouvoir espérer comparer les résultats obtenus à l'aide de cette nouvelle variable à ceux obtenus précédemment pour chaque canal, il est nécessaire de convertir la valeur de  $Q^2$  obtenue en nombre  $\alpha$  de  $\sigma$  telle que la probabilité pour une valeur d'être supérieure à celle de  $Q^2$  soit égale à celle d'être supérieure à  $\alpha$  dans le cas d'une loi normale centrée réduite. Ce problème se réduit à déterminer  $\alpha$  tel que :

$$2 \times \int_{\alpha}^{\infty} f_{\mathcal{N}(0,1)}(x)dx = \int_q^{\infty} f_{\chi_3^2}(y)dy \quad (3.2)$$

où  $f_{\mathcal{N}(0,1)}$  et  $f_{\chi_3^2}$  sont respectivement les fonctions *densité de probabilité* de la loi normale centrée réduite et de la loi du  $\chi^2$  à trois degrés de liberté. Le calcul de l'intégrale de la fonction *densité de probabilité*<sup>1</sup> de cette dernière loi nous permet d'exprimer  $\alpha$  au moyen de l'équation :

$$\alpha = \sqrt{2} \text{Erf}^{-1} \left( \left( \text{Erf}(q) - \frac{2q}{\sqrt{\pi}} e^{-q^2} \right) \right) \quad (3.3)$$

La figure 3.2 indique que la combinaison des trois canaux a permis une amélioration sensible du seuil de détection d'un éventuel excès d'événements conduisant à deux leptons de même charge dans l'état final. En effet, désormais, la section efficace minimum requise pour le processus  $p + p \rightarrow tt/\bar{t}\bar{t}$  pour pouvoir l'observer est inférieure à celle requise pour chacun des trois canaux pris séparément comme le montrent les résultats du tableau 3.1. En l'état actuel, notre analyse nous permet donc de fixer la limite d'observabilité de la production de paires de quarks Top de même charge à 1,2 pb. Ainsi si ce processus possède une section efficace supérieure à cette valeur alors il est permis de penser que nous puissions observer ce signal au terme de 3 années de prise de données à basse luminosité au LHC.

<sup>1</sup>La fonction *Erf* est implémenté dans les bibliothèques mathématique de nombreux programmes. Le calcul direct de la primitive de  $f_{\mathcal{N}}$  est impossible. En effet, cette primitive ne peut s'exprimer à l'aide des fonctions usuelles, elle est dite *transcendante*

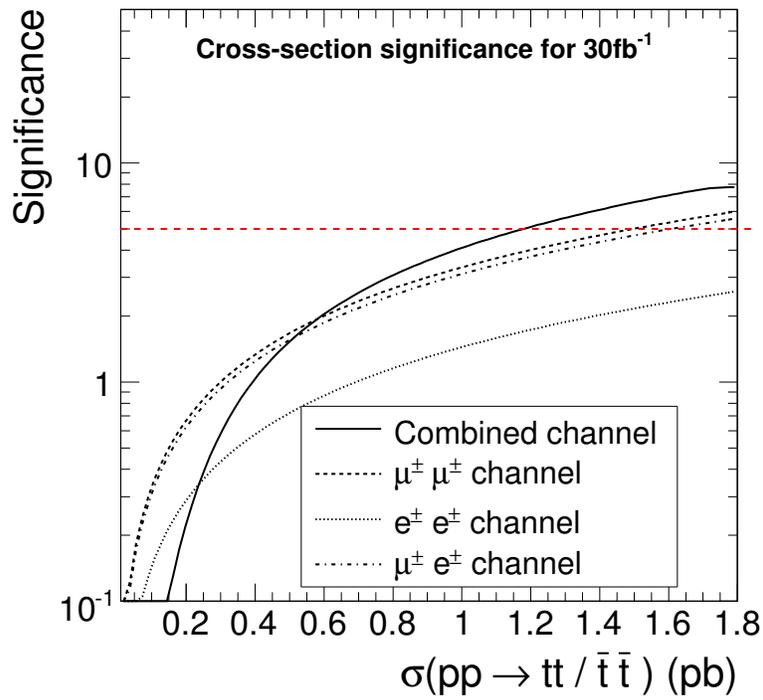


FIG. 3.2 – Section efficace (pb) requise pour un excès de  $5\sigma$  par l'étude du canal combiné pour une luminosité intégrée de  $30 fb^{-1}$ .

TAB. 3.1 – Section efficace (pb) requise pour un excès de  $5\sigma$  en fonction de la voie de désintégration et de la luminosité intégrée considérées.

Luminosité	Canal combiné	Canal $\mu\mu$	Canal $\mu e$	Canal $ee$
$1fb^{-1}$	6,8	8,0	8,4	18,0
$10fb^{-1}$	2,2	2,6	2,8	6,0
$30fb^{-1}$	1,2	1,5	1,6	3,6

### 3.2.2 Limite de validité de la combinaison

La courbe de la signifiante du canal combiné se situe au dessus des autres courbes pour des valeurs de section efficace  $\sigma(pp \rightarrow tt/\bar{t}\bar{t})$  supérieures à  $1 \text{ pb}$ . Toutefois, à partir de cette valeur, elle décroît plus rapidement que les courbes des canaux individuels et coupe celles-ci aux alentours de  $0,7 \text{ pb}$ . Or de par sa définition même, l'allure de cette courbe devrait être identique. Cet écart est dû exclusivement à un problème statistique. En effet, nous avons fait l'hypothèse que la variable  $S_i$  est distribuée selon une loi normale centrée réduite. Or cette hypothèse est valide pour des valeurs de  $\sigma$  suffisamment élevées. Lorsque ces valeurs diminuent, l'écart entre la distribution de  $S_i$  et celle supposée augmente et crée la distorsion observée.

## Chapitre 4

# Application à la détection de paires de *gluinos*

Le *Modèle Standard*, bien qu'en parfait accord avec les mesures expérimentales sur de nombreux points, laisse sans réponse des questions de premier ordre telles que notamment le mécanisme de masse, l'origine de la brisure de symétrie électrofaible... , questions auxquelles il semble impossible de répondre sans l'introduction d'une *nouvelle physique*.

La *Supersymétrie* (SUSY) constitue une candidate de choix pour de nombreux physiciens en ce sens que l'introduction de *super-partenaires*, s-particules, prévus par cette symétrie, permet entre autre d'annuler la divergence quadratique de la masse du boson de Higgs vis-à-vis des corrections faites en théorie des perturbations [23].

Toutefois, aucun *super-partenaire* n'a encore été observé à ce jour bien que leur masse soit a priori identique à celle de la particule à laquelle ils sont associés. Cela suggère que SUSY est une symétrie *brisée*.

Il existe plusieurs scénarii décrivant le processus de brisure de la *Supersymétrie*. L'un d'entre eux est le scénario de *supergravité minimale* (mSUGRA) dans lequel la brisure de symétrie est transmise par l'intermédiaire de l'interaction gravitationnelle à haute énergie.

### 4.1 Recherche du gluino dans le cadre du modèle mSUGRA

Le superpartenaire du gluon, le *gluino* devrait être produit en grand nombre au LHC, essentiellement par paires, avec une section efficace décroissante en fonction de sa masse (de 113 pb pour une masse de 400 GeV à 0,31 pb pour une masse de 1000 GeV). Lorsque cette masse est suffisante pour permettre sa désintégration en un quark Top et un quark

Top scalaire (quark Stop), s-particule associé au quark Top, i.e.  $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t$  si  $m_{\tilde{g}} \geq m_{\tilde{t}} + m_t$ , le gluino se désintègre selon ce canal de manière préférentielle [12]. Or le gluino possède une propriété intéressante sur laquelle se base notre étude : c'est une particule dite de *Majorana*. Ce qui implique que celle-ci se désintègre de manière équiprobable en  $\tilde{t}t$  et  $\tilde{t}t^*$ . Ce qui donne lieu dans le cas où les gluinos sont produits par paires à des états finals ayant deux quarks Top de même charge dans la moitié des cas.

$$\tilde{g}\tilde{g} \rightarrow \underbrace{\tilde{t}\tilde{t}\tilde{t}^*}_{50\%}, \underbrace{\tilde{t}\tilde{t}^*\tilde{t}^*}_{25\%}, \underbrace{\tilde{t}\tilde{t}\tilde{t}}_{25\%} \quad (4.1)$$

Le modèle choisi (mSUGRA) est l'un des modèles supersymétriques les plus contraints puisqu'il ne dispose que de cinq paramètres indépendants [24][25] qui sont :

1.  $m_0$ , masse commune des scalaires à l'échelle de Grande Unification (GUT).
2.  $m_{1/2}$ , masse commune des gauginos, superpartenaires des bosons de gauge à l'échelle de Grande Unification.
3.  $A_0$ , couplage trilineaire scalaire commun.
4.  $\tan\beta$ , rapport des valeurs attendues dans le vide des deux doublets de Higgs à l'échelle faible.
5. le signe de  $\mu$ , le paramètre de masse du superpartenaire du boson de Higgs, le *Higgsino*.

L'idée directrice de cette partie de notre étude consiste à calculer, pour différentes valeurs des paramètres mSUGRA, la valeur de section efficace du processus  $p + p \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  ainsi que le rapport de branchement du processus  $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t$  qui une fois combinés vont nous permettre de déterminer la section efficace du processus  $p + p \rightarrow tt/\tilde{t}\tilde{t}$  :

$$\sigma(p + p \rightarrow tt/\tilde{t}\tilde{t}) = 2 * \sigma(p + p \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}) \times BR^2(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t) \quad (4.2)$$

et donner ainsi une première estimation de l'observabilité de ce processus au LHC grâce à l'analyse que nous avons réalisée précédemment.

## 4.2 Sections efficaces et rapports de branchement

Le calcul de la section efficace  $\sigma(p + p \rightarrow \tilde{g}\tilde{g})$  a été réalisé en sommant les sections efficaces partoniques  $\sigma(q + q' \rightarrow \tilde{g}\tilde{g})$  et  $\sigma(g + g \rightarrow \tilde{g}\tilde{g})$  obtenues au moyen du logiciel PYTHIA 6.2 [15] qui tient compte des fonctions de distributions partoniques des protons. Le rapport de branchement du processus  $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}t$  a été calculé à l'aide du logiciel ISASUGRA qui fait partie du programme ISAJET [26]. Nous avons décidé de fixer dans un premier temps de manière arbitraire les paramètres  $A_0$ ,  $\tan\beta$  et le signe  $\mu$ . Les différentes

TAB. 4.1 – Valeurs des différents paramètres indépendants du modèle mSUGRA utilisés pour le calcul du rapport de branchement du processus  $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}\tilde{t}$ .

$m_0$ ( $GeV/c^2$ )	$m_{1/2}$ ( $GeV/c^2$ )	$A_0$	$\tan\beta$	Signe de $\mu$
[0 – 1000]	[0 – 1000]	-100	10	+

valeurs de section efficace et de rapport de branchement ont ensuite été calculés pour  $m_0$  et  $m_{1/2}$  variant de 0  $GeV$  à 1000  $GeV$  par pas de 10  $GeV$ , cf. tableau 4.1.

Les résultats obtenus ont permis de tracer le rapport de branchement  $BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}\tilde{t})$  (Figure 4.1) et la section efficace  $\sigma(p + p \rightarrow t\bar{t}/\tilde{t}\tilde{t})$  (Figure 4.2) dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  pour les valeurs de  $A_0$  et  $\tan\beta$  fixées.

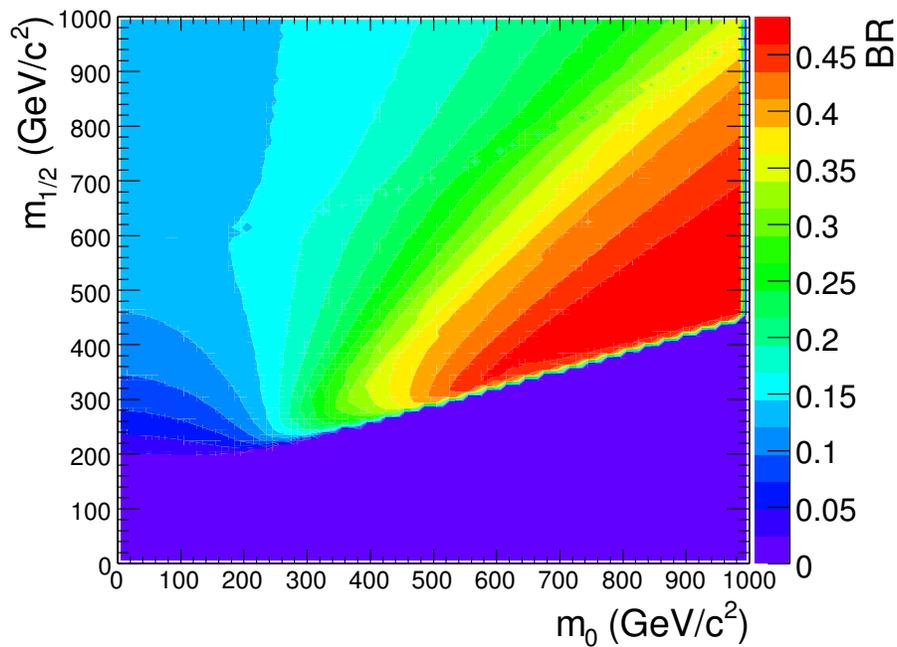


FIG. 4.1 – Rapport de branchement  $BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}\tilde{t})$  tracé dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  pour des valeurs  $A_0 = -100$ ,  $\tan\beta = 10$  et  $\mu > 0$ .

Cette dernière figure nous montre que la section efficace de production de paires de quarks Top de même charge est pratiquement nulle ( $< 0,05 pb$ ) dans une grande région de l'espace  $(m_0, m_{1/2})$ , excepté autour du point  $(m_0 = 430 GeV/c^2, m_{1/2} =$

$280 \text{ GeV}/c^2$ ) où se situe la valeur maximale qui vaut  $0,4 \text{ pb}$ .

Cela nous renseigne sur le fait que l'excédent de paires de leptons de même charge n'est pas détectable par notre analyse avec une luminosité intégrée de  $30 \text{ fb}^{-1}$ , sous réserve bien entendu qu'il ne soit dû qu'à la seule désintégration en cascade des paires de gluinos, puisque nous avons précédemment fixé la limite de détection à  $1,2 \text{ pb}$ .

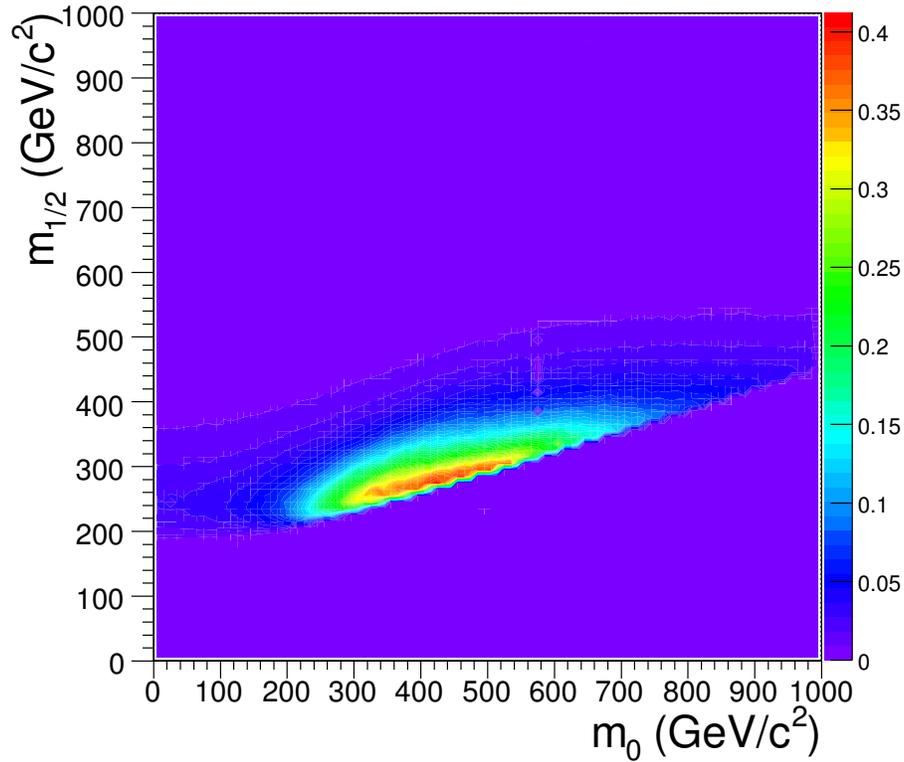


FIG. 4.2 – Valeur de la section efficace (pb) du processus  $pp \rightarrow tt/\tau\tau$  tracée dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  pour des valeurs  $A_0 = -100$ ,  $\tan\beta = 10$  et  $\mu > 0$

### 4.3 Influence du paramètre $\tan \beta$

Trois des cinq degrés de liberté du modèle  $mSUGRA$  ayant été fixés de manière arbitraire, nous avons choisi d'étudier l'influence de l'un d'entre eux sur deux points essentiels de notre analyse :

1. les valeurs des paramètres  $m_0$  et  $m_{1/2}$  pour lesquels la section efficace  $\sigma(pp \rightarrow tt/\bar{t}\bar{t})$  est maximale
2. la valeur de ce maximum.

Pour ce faire, de même que précédemment, nous avons procédé aux calculs des sections efficaces partoniques  $\sigma(q+q' \rightarrow \tilde{g}\tilde{g})$  et  $\sigma(g+g \rightarrow \tilde{g}\tilde{g})$  et du rapport de branchement  $BR(\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}\bar{t})$  dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  pour différentes valeurs de  $\tan \beta$ . Nous avons choisi les valeurs habituellement utilisées dans les analyses portant sur le modèle  $mSUGRA$ , à savoir 3, 5, 10 et 30.

Concernant le positionnement dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  de la zone où la section efficace  $\sigma(pp \rightarrow tt/\bar{t}\bar{t})$  est maximale, la Figure 4.3 nous montre que l'influence du paramètre  $\tan \beta$  est limitée lorsque celui-ci varie de 3 à 10. En effet, le maximum reste compris dans une zone de taille limitée ( $430 \pm 30 \text{ GeV}/c^2$ ,  $260 \pm 20 \text{ GeV}/c^2$ ). Cependant, il semble que son influence croît à mesure que sa valeur augmente. En effet, la valeur maximale de section efficace se situe en  $m_0 = 560 \text{ GeV}/c^2$ ,  $m_{1/2} = 310 \text{ GeV}/c^2$  lorsque  $\tan \beta$  vaut 30. En revanche, pour ce qui est de la valeur maximale de la section efficace du processus  $pp \rightarrow tt/\bar{t}\bar{t}$ , nous avons observé, comme l'indique la Figure 4.4, une grande influence de  $\tan \beta$  puisque la valeur de la section efficace varie de  $1,29 \text{ pb}$  pour  $\tan \beta = 3$  à  $0,18 \text{ pb}$  pour  $\tan \beta = 30$ , soit un facteur 7 environ. Par conséquent, l'analyse présentée dans le chapitre précédent, qui requiert une section efficace supérieure à  $1,2 \text{ pb}$ , pourrait nous permettre de mettre en évidence le modèle  $mSUGRA$  mais seulement pour les plus petites valeurs du paramètre  $\tan \beta$ , à savoir inférieure à 4. Malheureusement, les résultats des expériences menées au CERN semblent vouloir exclure les valeurs de  $\tan \beta$  inférieures à 5 [28]. Dès lors, les plus petites valeurs encore à "explorer" présentent des valeurs de section efficace trop faibles pour pouvoir être détectées par notre analyse en l'état. Comme nous le présentons dans la section suivante, cela nous a amené à tenter d'améliorer cette analyse pour une valeur de  $\tan \beta = 10$  au point de section efficace maximale  $m_0 = 430 \text{ GeV}/c^2$ ,  $m_{1/2} = 280 \text{ GeV}/c^2$ .

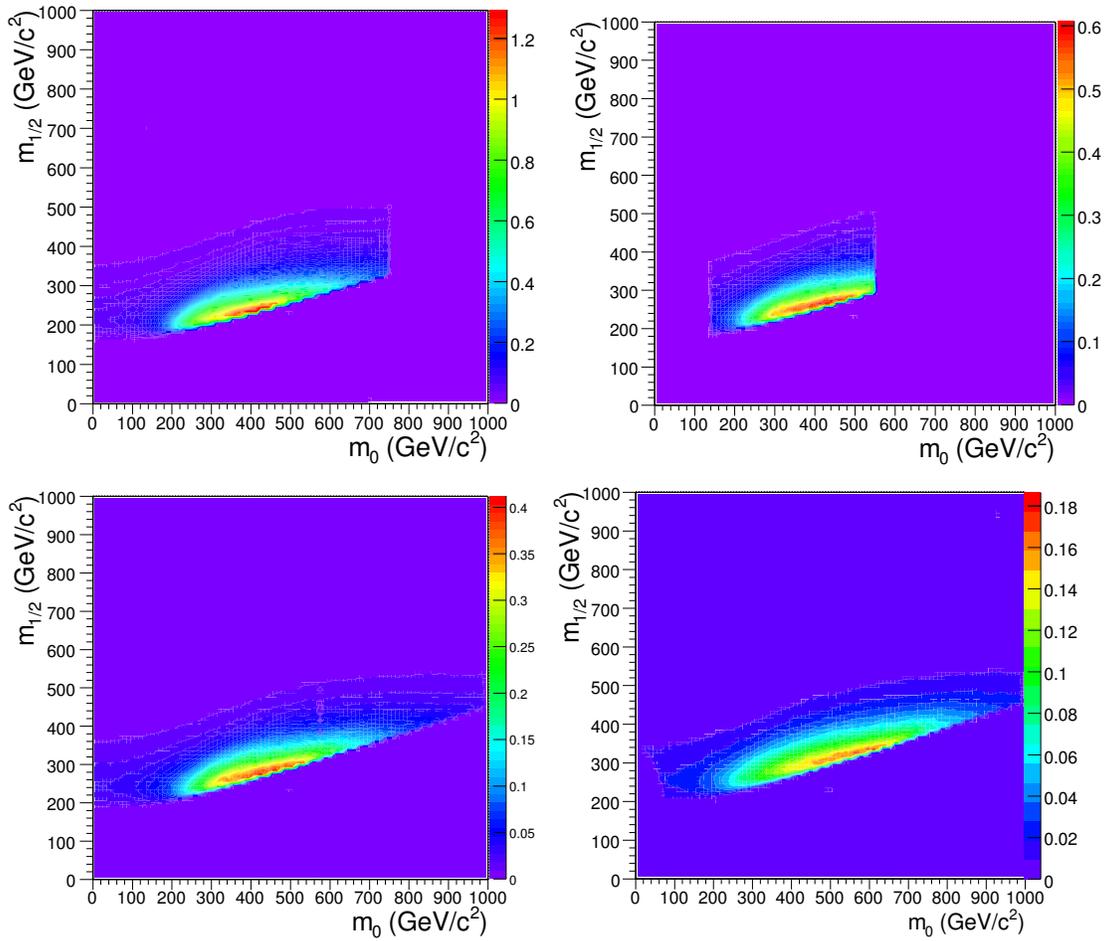


FIG. 4.3 – Valeur de la section efficace (pb) du processus  $pp \rightarrow tt/\bar{t}\bar{t}$  tracée dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  pour différentes valeurs de  $\tan \beta$  avec  $A_0 = -100$  et  $\mu > 0$ . De gauche à droite et de haut en bas :  $\tan \beta = 3, 5, 10, 30$ .

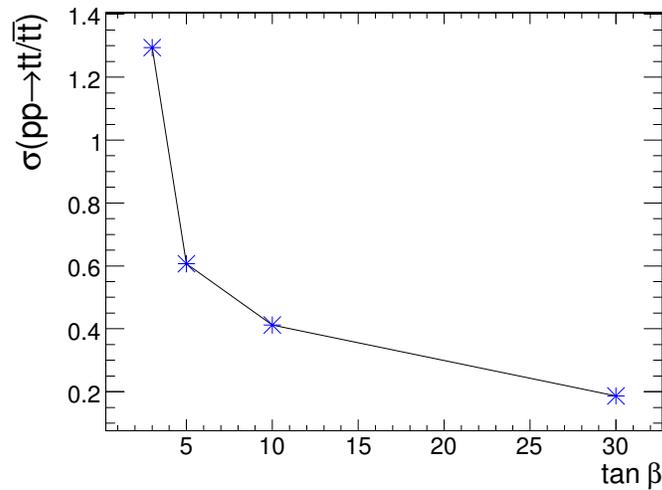


FIG. 4.4 – Valeur maximale de la section efficace (pb) du processus  $pp \rightarrow tt/\bar{t}\bar{t}$  en fonction de la valeur du paramètre  $\tan \beta$  pour des valeurs  $A_0 = -100$  et  $\mu > 0$

## 4.4 Sélection des événements

Nous avons généré à l'aide des logiciels CMKIN 3.1.0 et PYTHIA 6.2 [15] 128000 événements de collisions proton-proton à 14 TeV dans le cadre du modèle  $mSUGRA$  ( $m_0 = 430 \text{ GeV}/c^2$ ,  $m_{1/2} = 280 \text{ GeV}/c^2$ ,  $A_0 = -100$ ,  $\tan \beta = 10$  et signe de  $\mu > 0$ ), que nous avons par la suite reconstruits à l'aide du logiciel FAMOS 1.3.2 [27] en utilisant le réseau de processeurs (GRID) mis en place à Bruxelles.

Nous avons cherché à extraire du bruit de fond du *Modèle Standard*, que nous avons étudié en première partie de cette analyse, la désintégration de paires de gluinos en paires de quarks Top de même charge. Pour ce faire, nous avons dû mettre en évidence les spécificités de telles désintégrations afin de trouver de nouvelles variables discriminantes.

### 4.4.1 Energie manquante

Dans le cadre du *Modèle Standard*, l'énergie manquante (i.e. la part d'énergie non-détectée nécessaire pour que le principe de conservation de l'énergie soit satisfait) pour le processus  $t\bar{t} \rightarrow bW^+\bar{b}W^- \rightarrow bl^+\nu_l\bar{b}l^-\nu_l$  ( $l$  pour électron ou muon) est essentiellement due aux neutrinos qui, du fait qu'ils n'interagissent pratiquement pas avec la matière, "s'échappent" du détecteur sans y être décelés.

Dans le cadre des modèles *supersymétriques* dont le modèle  $mSUGRA$  fait partie et dans

le cas où la R-parité<sup>1</sup> est conservée, la particule supersymétrique la plus légère (LSP pour *Lightest Supersymmetric Particle*) est stable. Or celle-ci interagit très faiblement avec la matière. De plus, l'expérience DELPHI au LEP a permis de mettre une limite inférieure sur la masse de la LSP [29] ( $m_{LSP} > 31,2 \text{ GeV}/c^2$ ). Ainsi une signature caractéristique des événements faisant intervenir des *sparticules* consiste en une part d'énergie manquante importante. Enfin, de nombreux canaux de désintégration du quark Stop produit lors de la désintégration du gluino, tel que  $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow bW^+\tilde{\chi}_1^0$  [13], mènent à la production de neutralinos ( $\tilde{\chi}_1^0$ ), qui figurent en bonne place pour être les LSP. La Figure 4.5 représente la distribution de l'énergie transverse manquante ( $E_t^M$ )

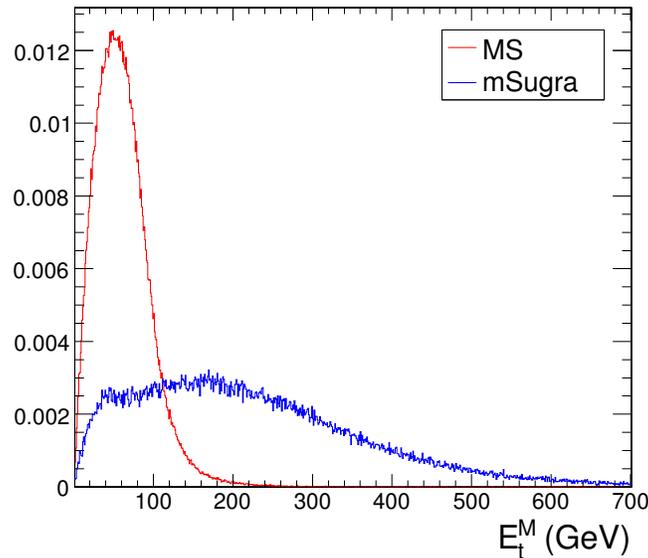


FIG. 4.5 – Distribution de l'énergie transverse manquante dans le cadre du *Modèle Standard* ("MS") et du modèle *mSUGRA* ("mSugra").

des événements simulés pour la production de paires de gluinos et pour le bruit de fond du *Modèle Standard*. Celle-ci montre que dans le cas du bruit de fond, la distribution de l'énergie transverse manquante possède l'allure d'une distribution de *Landau*, comprise entre 0 et 200 GeV et dont la valeur la plus probable est située autour de 50 GeV. En revanche, elle possède une distribution très différente dans le cas des événements  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ . Sa distribution, étalée sur une gamme de valeur allant de 0 à 700 GeV environ, est pratiquement uniforme entre 20 et 300 GeV et décroît ensuite de manière presque

<sup>1</sup>Nouveau nombre quantique  $R_p$  introduit avec les modèles supersymétriques :  $R_p = (-1)^{3B+L+2S}$ , où  $B$ ,  $L$  et  $S$  sont respectivement le nombre baryonique, le nombre leptonique et le spin. Celui-ci est donc égal à 1 pour les particules du *Modèle Standard* et à  $-1$  pour leurs super-partenaires

linéaire.

#### 4.4.2 Nombre de jets

Nous nous sommes ensuite intéressés au nombre de jets de particules par événement. En effet, dans le cadre du modèle  $mSUGRA$ , nous nous attendions à un nombre de jets par événement plus élevé, du fait de l'hadronisation des quarks produits lors de la désintégration des *sparticules* entre autres. C'est pourquoi nous avons tracé les distributions du nombre de jets par événement pour l'échantillon de l'analyse précédente et celui nouvellement produit, correspondant à la production de paires de gluinos (Figure 4.6). Cette figure confirme la prédiction d'un excès du nombre de jets dans le cas de la production de paires de gluinos.

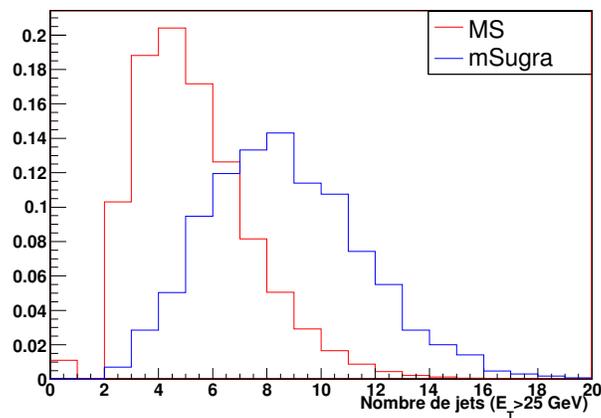


FIG. 4.6 – Nombre de jets par événement dans le cadre du *Modèle Standard* ("MS") et du modèle  $mSUGRA$  ("mSugra").

### 4.4.3 Résultats

Le tableau 4.2 indique les nombres d'événements générés et ceux restant après application des différents critères de sélection faits sur les échantillons de l'analyse précédente pour le bruit de fond du *Modèle Standard* ( $\mu\mu$ ,  $ee$ ,  $\mu e$ ,  $t\bar{t} \rightarrow \tau + X$ ,  $t\bar{t} \text{ other} \dots$ ), ainsi que pour notre signal : la création de paires  $t\bar{t}$  via désintégration de paires de gluinos ( $\tilde{g}\tilde{g}$ ). A noter que ces nombres d'événements correspondent à des luminosités intégrées différentes pour chaque canal mais représentent les nombres maximum d'événements "reconstruits totalement" disponibles pour notre analyse.

Les critères ( $p_t$ ,  $\mathcal{L}_R$ ,  $E/P \dots$ ) sont ceux que nous avons défini précédemment et qui nous avaient permis de rejeter efficacement le bruit de fond :

- 2 leptons dans l'état final ( $p_T > 25 \text{ GeV}/c$ ),
- 2 jets de particules ( $E_T > 25 \text{ GeV}$ ),
- un rapport de vraisemblance  $\mathcal{L}_R > 0.05$  pour les deux leptons,
- un rapport  $E/P$  pour les deux leptons compris entre 0,75 et 1,75,
- et une valeur de  $\chi^2/Ndl$  comprise entre 0,4 et 2,45 pour les traces des deux leptons.

Nous n'avons toutefois pas appliqué le marquage des quarks b (*b-tagging*) afin de conserver un nombre plus élevé d'événements et ainsi diminuer l'influence des fluctuations statistiques. Nous avons pu toutefois mesurer l'influence de ce critère en multipliant les nombres obtenus après toutes les sélections par son efficacité.

Après application des critères, il subsiste un nombre important d'événements issus du bruit de fond comparé à celui provenant du signal ( $\tilde{g}\tilde{g}$ ) si les échantillons sont ramenés à la même luminosité intégrée, notamment pour les échantillons  $t\bar{t} \text{ other}$  et  $WW$ . En accord avec la Figure 4.5, l'application d'une coupure à 100  $\text{GeV}$  portant sur l'énergie manquante minimale requise nous a permis de réduire ces nombres d'un facteur 5 à 20 selon les échantillons tout en conservant environ 80% du signal restant. Ces même nombres ont pu encore être diminués en dessous de l'unité et ce pour les trois canaux grâce au dernier critère de sélection défini d'après la Figure 4.6 : le nombre minimum de jets de particules requis est de 6.

Ceci nous a permis de constater que nos critères de sélection étaient suffisants pour rejeter quasi-totalement le bruit de fond de notre analyse ( $N_{++/--}^i = 0$ ). Toutefois, il est clair que les nombres nuls obtenus doivent être traités avec circonspection car l'erreur statistique est alors très forte et un autre échantillon d'événements aurait pu fort bien faire apparaître un "1" à la place d'un "0". Néanmoins, l'efficacité de la sélection s'observe par le fait que, avant application de l'efficacité du "b-tagging", les nombres  $N_{++/--}^i$  et  $N_{+-}^i$  pour les bruits de fond restent de l'ordre de la dizaine voire de l'unité tandis que ceux du signal sont de l'ordre des centaines.

TAB. 4.2 – Nombre d'événements retenus selon les critères appliqués

		$\mu\mu$	$t\bar{t} \rightarrow \tau + X$	$t\bar{t}$ other	$W^\pm W^\mp$	Z+jets	$\tilde{g}\tilde{g}$
Avant sélection		100690	495809	2230794	450988	80454	128000
$\int \mathcal{L}(fb^{-1})$		14, 57	14, 33	4, 47	2, 37	0, 14	62, 96
Critères ( $p_t, \mathcal{L}_R \dots$ )	$N_{++/--}$	15	55	131	146	0	431
	$N_{+-}$	30390	3224	220	163	1672	1929
$E_t^{missing} > 100$ GeV	$N_{++/--}$	1	10	8	16	0	334
	$N_{+-}$	3391	336	9	24	9	1499
Nb de jets > 6	$N_{++/--}$	0	1	0	0	0	207
	$N_{+-}$	60	4	0	0	0	803
Eff. $b$ -tagging(%)		22.477	16, 867	9, 300	0.667	0, 371	6, 853
	$N_{++/--}$	0	0, 17	0	0	0	14, 18
	$N_{+-}$	13, 48	0, 67	0	0	0	55, 03
		$ee$	$t\bar{t} \rightarrow \tau + X$	$t\bar{t}$ other	$W^\pm W^\mp$	Z+jets	$\tilde{g}\tilde{g}$
Avant sélection		100690	495809	2230794	450988	80454	128000
Critères ( $p_t, \mathcal{L}_R \dots$ )	$N_{++/--}$	37	25	70	64	0	178
	$N_{+-}$	12759	1503	116	63	640	823
$E_t^{missing} > 100$ GeV	$N_{++/--}$	4	5	5	11	0	146
	$N_{+-}$	1373	170	6	8	1	636
Nb de jets > 6	$N_{++/--}$	0	0	1	0	0	102
	$N_{+-}$	20	5	0	0	0	341
Eff. $b$ -tagging(%)		22.477	16, 867	9, 300	0.667	0, 371	6, 853
	$N_{++/--}$	0	0	0.093	0	0	6.99
	$N_{+-}$	4.49	0.84	0	0	0	23.37
		$e\mu$	$t\bar{t} \rightarrow \tau + X$	$t\bar{t}$ other	$W^\pm W^\mp$	Z+jets	$\tilde{g}\tilde{g}$
Avant sélection		201380	495809	2230794	450988	80454	128000
Critères ( $p_t, \mathcal{L}_R \dots$ )	$N_{++/--}$	63	76	206	199	0	610
	$N_{+-}$	38909	4387	289	232	11	1196
$E_t^{missing} > 100$ GeV	$N_{++/--}$	7	3	12	28	0	469
	$N_{+-}$	4384	538	13	23	1	960
Nb de jets > 6	$N_{++/--}$	0	0	0	0	0	295
	$N_{+-}$	62	9	1	0	0	530
Eff. $b$ -tagging(%)		22.477	16, 867	9, 300	0.667	0, 371	6, 853
	$N_{++/--}$	0	0	0	0	0	20.21
	$N_{+-}$	13.94	1.51	0.093	0	0	36.32

## 4.5 Possibilité de détection dans le plan $m_0, m_{1/2}$ au LHC

Comme nous l'avons souligné en introduction de ce chapitre, si sa masse le permet, le gluino se désintègre majoritairement en une paire *quark Top/quark Stop*. Ainsi s'il est produit par paire, il devrait contribuer de manière significative à la production d'un excès de paires de quarks Top de même charge par rapport à la valeur attendue dans le cadre du *Modèle Standard*. La limite de détection du processus de production de paires de gluinos, dans l'hypothèse où leur désintégration en cascade contribue à produire un excès de paires de leptons (électron ou muon) de même charge, a été fixée à 5 pour la valeur de la signification. Cela correspond à une probabilité de  $2,9 \times 10^{-7}$  que le signal observé soit dû aux fluctuations du bruit de fond si celui-ci est distribué selon une loi normale centrée réduite. Suivant les recommandations du "Physics technical design report", volume II [30], la signification de notre signal a été définie telle que :

$$S = \sqrt{2 \times \ln(Q)} \quad (4.3)$$

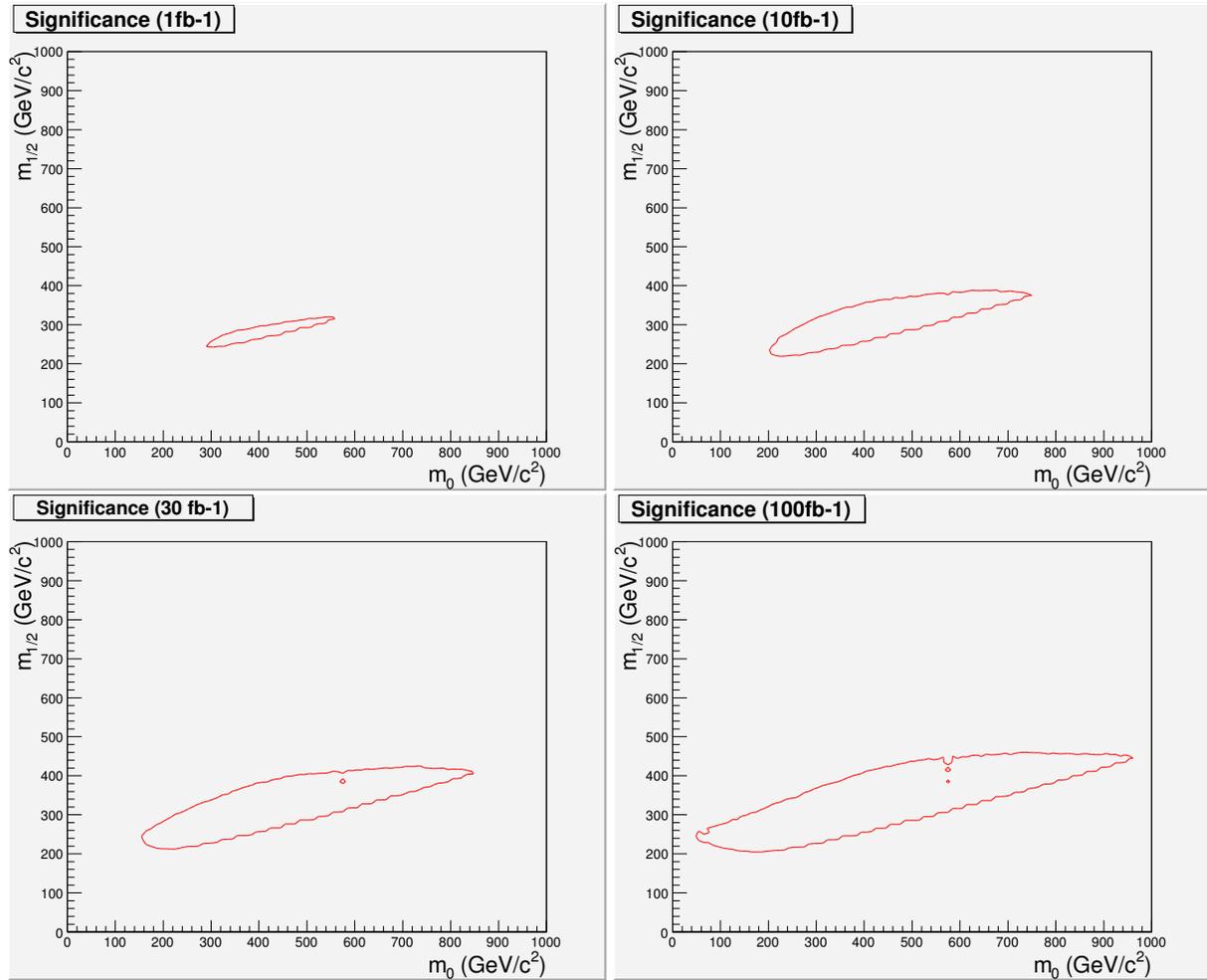
Dans le cas présent, du fait que le nombre d'événements restant après sélection soit faible et que l'on puisse donc faire l'hypothèse d'une loi de distribution poissonienne :

$$Q = \left(1 + \frac{N_s}{N_b}\right)^{(N_s + N_b)} e^{-N_s} \quad (4.4)$$

avec  $N_s = \sum_i N_{++--}^{\tilde{g}\tilde{g},i}$  et  $N_b = \sum_i \sum_j N_{+-}^{ij}$ , où  $i$  représente la sommation sur les différents canaux  $\mu\mu, ee, e\mu$  et  $j$  la sommation sur les différents bruits de fond ( $ll, \tau + X, t\bar{t} \text{ other}, WW \text{ et } Z + jets$ ).  $N_s$  étant fonction de la section efficace  $\sigma(pp \rightarrow tt/\bar{t}\bar{t})$ , nous avons pu calculer la signification en chaque point du plan  $(m_0, m_{1/2})$  et tracer des contours délimitant la région du plan où celle-ci est supérieure ou égale à 5 (cf. Figure 4.7). La valeur maximale de la signification est obtenue, bien évidemment, au point où la section efficace de production de paires de quarks Top est maximale. Le tableau 4.3 nous montre que cette valeur croît comme la racine carré de la luminosité intégrée de 7,09 pour  $1fb^{-1}$  à 70,9 pour  $100fb^{-1}$ . Bien que notre étude puisse être améliorée sur de nombreux points afin de rendre plus fidèlement compte de la réalité, elle possède néanmoins le mérite de fournir une première idée sur la possibilité d'une découverte et il est encourageant de constater que dès  $1fb^{-1}$ , la signification est supérieure à 5 dans une région de l'espace  $(m_0, m_{1/2})$  qui ne se limite pas à un point.

TAB. 4.3 – Valeur maximale de la signification en fonction de la luminosité intégrée

	$1 fb^{-1}$	$10 fb^{-1}$	$30 fb^{-1}$	$100 fb^{-1}$
Significance $S$	7,09	22,43	38,85	70,93


 FIG. 4.7 – Tracés des contours de signification égale à 5 dans le plan  $(m_0, m_{1/2})$  à des luminosités différentes pour les valeurs  $\tan \beta = 10$ ,  $A_0 = -100$  et  $\mu > 0$ .

## Chapitre 5

# Conclusions

Le nouveau collisionneur de hadrons (LHC) du CERN, l'organisation européenne pour la recherche nucléaire, promet d'être un formidable outil, le plus puissant jamais construit, pour sonder la matière et découvrir des indices de cette nouvelle physique *au-delà du Modèle Standard*, censée répondre aux nombreuses questions restées en suspens. Toutefois, pour que nous puissions tirer parti de tout le potentiel de ce nouvel accélérateur, il est nécessaire de développer des outils d'analyse adaptés tenant compte des erreurs attendues sur l'identification et la reconstruction des trajectoires des particules.

C'est dans cet esprit qu'a été entreprise cette analyse des canaux de désintégrations di-leptoniques, électrons et muons, des paires de quarks Top. En effet, la production de quarks Top de même charge (et donc de paires de leptons de même charge issus de leur désintégration en cascade) représente une belle preuve en faveur de cette nouvelle physique que nous cherchons à mettre en évidence avec le LHC. Cependant, ce signal devrait, selon toute vraisemblance, être "noyé" dans un bruit de fond constitué de paires de leptons de charges opposées issus de la désintégration di-leptonique de paires de quarks Top de charges opposées mal reconstruits. Le bruit de fond du *Modèle Standard* devrait lui aussi contribuer à la dilution du signal mais dans une moindre mesure.

Nous avons donc, dans un premier temps, défini les sources de bruit de fond les plus pertinentes concernant la production de paires de leptons (désintégrations  $t\bar{t}$  di-leptoniques, semi-leptoniques et hadroniques,  $WW$  et  $Z + jets$ ), simulé un bon nombre de ces événements que nous avons ensuite reconstruits à l'aide des outils de simulation du détecteur CMS. Cela nous a tout d'abord fourni une première estimation de la proportion d'événements mal reconstruits (i.e. de paires de même charge puisqu'aucun des canaux considérés pour le bruit de fond n'est censé en produire avec la même topologie cinématique que celle des leptons de même charge issus de la désintégration en cascade des paires de quarks Top de même charge). En confrontant les informations

recueillies et celles fournies par le générateur d'événements, nous avons ensuite analysé les distributions de divers paramètres : quantité de mouvement transverse  $p_t$ , rapport de vraisemblance combiné  $\mathcal{L}_{comb}$ , rapport de l'énergie sur la quantité de mouvement, etc... Nous avons envisagé les trois catégories de leptons suivantes : leptons mal identifiés, correctement identifiés et correctement identifiés mais dont la charge a été mal reconstruite. Cela nous a permis de mettre en évidence les caractéristiques cinématiques de ces leptons. Nous avons donc ainsi pu définir plusieurs variables *discriminantes*, c'est-à-dire permettant de distinguer ces trois sortes de leptons. En effectuant des coupures sur ces variables, nous avons été capables de réduire très fortement le nombre de paires de leptons considérés à tort comme étant de même signe.

Pour conclure cette première partie de notre analyse, nous avons défini la variable  $R$  représentant le rapport entre le nombre d'événements avec des leptons de même charge et celui avec des leptons de charges opposées. Nous avons évalué que dans le cadre du *Modèle Standard* ce rapport  $R^{MS}$  vaut respectivement, après sélection, 0,0037, 0,0081 et 0,0053 pour le canal di-muonique, di-électronique et le canal mixte électron et muon. En fonction de la quantité d'événements produits auprès de l'accélérateur, nous avons ensuite estimé la valeur de la section efficace du processus  $pp \rightarrow tt/\bar{t}\bar{t}$  nécessaire pour produire un excès de paires de leptons de même signe tel que l'écart entre le rapport  $R$  mesuré et celui prédit soit supérieur à cinq fois l'erreur standard faite sur  $R^{MS}$ . Cela nous a ainsi permis de fixer une limite de 1,2 pb sur la valeur de cette section efficace pour que ce processus soit détectable après environ trois années de prise de mesure au LHC à basse luminosité, soit une luminosité intégrée de  $30 fb^{-1}$ .

Dans la suite de notre étude, nous avons exploité le potentiel de découverte d'une nouvelle physique en nous intéressant à une source particulière de paires de quarks Top de même charge : la création d'éventuelles paires de gluinos, superpartenaire du gluon, dans le cadre du modèle minimal de *Supergravité* (mSUGRA) qui possède l'avantage de ne présenter que cinq degrés de liberté :  $m_0$ ,  $m_{1/2}$ ,  $\tan \beta$ ,  $A_0 = -100$  et  $\mu > 0$ , dont deux ont été fixés de manière arbitraire dans la suite de notre étude :  $A_0 = -100$  et  $\mu > 0$ . Nous avons ensuite calculé la valeur de la section efficace du processus  $pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$  et du rapport de branchement  $BR(\tilde{g} \rightarrow t+X)$  en fonction des trois degrés de liberté restant. Cela nous a permis de montrer qu'en l'état notre analyse n'autorisait la détection de la création de paires de gluinos conduisant à la production de paires de quarks Top de même charge que dans une partie restreinte de l'espace  $(m_0, m_{1/2}, \tan \beta)$ , à savoir une région centrée sur la valeur (410, 240, 3) puisque la variable  $2 * \sigma(pp \rightarrow \tilde{g} + \tilde{g}) * BR^2(\tilde{g} \rightarrow t+X)$  y atteint 1.3 pb. Toutefois, pour étendre la potentialité d'une découverte pour des valeurs plus élevées de  $\tan \beta$ , nous avons simulé un grand nombre de collisions proton-proton dans le cadre du modèle *mSUGRA* au point  $(m_0 = 430 GeV, m_{1/2} = 280 GeV, \tan \beta = 10)$ . En étudiant les distributions de plusieurs paramètres, nous avons défini deux nouvelles coupures portant sur la valeur de l'énergie transverse manquante et le nombre de jets de particules. Ceci a permis d'améliorer l'efficacité de la sélection des événements de

production de paires de gluinos parmi ceux constituant le bruit de fond. Le tracé des contours de signficance égale à 5 nous a montré qu'il était possible de définir une région de l'espace des paramètres de mSUGRA où il est permis d'espérer une telle découverte dès  $1 \text{ fb}^{-1}$  de données collectées au LHC.

# Bibliographie

- [1] J. D'Hondt, S. Lowette, G. Hammad, J. Heyninck and P. Van Mulders : *Observability of same-charge lepton topology in di-leptonic  $t\bar{t}$  events*, CMS Analysis Note 2006/076, 10 April 2006.
- [2] F.Halzen and A.D.Martin, *Quarks and Leptons : An introductory course in Modern Particle Physics*, Ed. John Wiley : New York, (1984)
- [3] M. Herrero : *The Standard Model*, arXiv :hep-ph/9812242 (1998).
- [4] P. W. Higgs, Phys. Lett. 12, 132 (1964).
- [5] F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. 13, 321 (1964).
- [6] K. Lane : *Two lectures on Technicolor*, lectures presented at l'Ecole de GIF at LAPP, Annecy-le-Vieux, France, September 2001, arXiv :hep-ph/0202255 (2002).
- [7] F. Larios and F. Peñuñuri : *FCNC production of same sign Top quark pairs at the LHC*, arXiv :hep-ph/0311056 (2003).
- [8] J. Solà, S. Béjar and J. Guash : *FCNC Top quark decays beyond the Standard Model*, hep-ph/0101294 (2001).
- [9] Yu.P. Gouz and S.R. Slabopitsky : *Double Top production at hadronic colliders*, arXiv :hep-ph/9811330 (1998).
- [10] R.M. Barnett, J.F Gunion and H.E Haber : *Discovering Supersymmetry with like-sign dileptons*, Phys. Letter B, Volume 315, Issue 3-4 p.349-354, hep-ph/9306204 (1993).
- [11] Chong Sheng Li, P. Nadolsky, C.-P. Yuan, Hong-Yi Zhou, *Signatures of the light gluino in the Top quark production*, Phys. Rev **D58**, 095004, arXiv :hep-ph/9804258 (1998).
- [12] S. Kraml and A.R. Raklev : *Same sign Top quarks as signature of light Stops at LHC*, arXiv :hep-ph/0512284 (2006).
- [13] W. Porod : *The Decays  $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 \bar{b} W^-$  and  $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 \bar{c}$  and phenomenological implications in supersymmetric theories*, J. High Energy Phys. JHEP05(2002)030, arXiv :hep-ph/0202259 (2002).
- [14] M. Beneke, I. Efthymiopoulos, M.L. Mangano, J. Womersley (conveners) : *Top quark physics*, proc. of the workshop *The Standard Model physics (and more) at the LHC*, hep-ph/0003033 (2000).
- [15] T. Sjostrand, P. Eden, C. Friberg, L. Lonnblad, G. Miu, S. Mrenna and E. Norrbin : *High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1*, Computer Physics Commun. 135 (2001) 238. (LU TP 03-38) arXiv :hep-ph/0308153.

- [16] Page web de l'expérience CMS, *Compact Muon Solenoid*, <http://cms.cern.ch>
- [17] Page web *CMS* du programme ORCA, *Object-oriented Reconstruction for CMS analysis*, <http://cmsdoc.cern.ch/ORCA>
- [18] S. Winhoff : *Getting started with ORCA*, CMS Internal Note 1999/009.
- [19] J. D'Hondt, S. Lowette, J. Heyninck and S. Kassermann : *Light quark jet energy scale calibration using the  $W$  mass constraint in single-leptonic  $t\bar{t}$  events*, CMS Note 2006/025.
- [20] S. Lowette, J. D'Hondt and J. Heyninck : *Offline calibration of  $b$ -jet identification efficiencies*, CMS Note 2006/013.
- [21] J. D'Hondt and al. : *Fitting of event topologies with external kinematic constraints in CMS*, CMS Note 2006/023.
- [22] J. D'Hondt, S. Lowette, J. Heyninck : *Electron and muon reconstruction in single leptonic  $t\bar{t}$  events*, CMS Note 2006/024.
- [23] S. Dawson : *The MSSM and why it works*, arXiv :hep-ph/9712464 (1997).
- [24] A.H. Chamseddine, R. Arnowitt and P. Nath : *Supergravity Unification*, arXiv :hep-ph/0102286 (2001).
- [25] A. Djouadi, M. Drees and J.L. Kneur : *Updated constraints on the minimal Supergravity model*, arXiv :hep-ph/0602001 (2006).
- [26] H. Baer, F.E. Paige, S.D. Protopopescu, X. Tata : *ISAJET 7.48 : A Monte Carlo Event Generator for  $pp$ ,  $\bar{p}p$ , and  $e^+e^-$  Interactions*, arXiv :hep-ph/0001086 (2000).
- [27] Page web *CMS* du programme FAMOS, *Fast Simulation*, [http://cmsdoc.cern.ch/cms/Releases/FAMOS/FAMOS\\_1\\_3\\_2/doc/](http://cmsdoc.cern.ch/cms/Releases/FAMOS/FAMOS_1_3_2/doc/)
- [28] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, <http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html>
- [29] P. Andersson, A. Lipniacka, K. Hultqvist : *Lower limit on the mass of the lightest supersymmetric particle*, DELPHI 99-26, Conf 225 (1999)  
[delphiwww.cern.ch/gunzip?type=delnoteww&paper=99\\_26\\_conf\\_225](http://delphiwww.cern.ch/gunzip?type=delnoteww&paper=99_26_conf_225)
- [30] Collaboration CMS : *Physics Technical Design Report*, volume II, Appendice A, p.515 (2006).