

Aspects de calorimétrie - Recherche du scalaire top

P. Gris

▶ **To cite this version:**

P. Gris. Aspects de calorimétrie - Recherche du scalaire top. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2010. tel-00523879

HAL Id: tel-00523879
https://theses.hal.science/tel-00523879

Submitted on 6 Oct 2010

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.

Numéro d'ordre : HDR 287 PCCF T 1003

UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL
U.F.R. Sciences et Technologies

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Présentée par

Philippe Gris

Docteur d'Université
Chargé de Recherche au CNRS

Aspects de calorimétrie Recherche du scalaire top

Soutenue publiquement le 19 mars 2010,
devant la commission d'examen composée de :

A.	Baldit	Président du jury
M.	Besançon	Examinateur
D.	Froidevaux	Examinateur
P.	Gay	Rapporteur
V.	Ruhlmann-Kleider	Rapporteur
G.	Sajot	Rapporteur

“Le plus sage homme qui fut onques, quand on lui demanda ce qu’il sçavait, respondit qu’il sçavait cela, qu’il ne sçavait rien. Il vérifiait ce qu’on dit, que la plus grande part de ce que nous sçavons, est la moindre de celles que nous ignorons ; c’est à dire que ce mesme que nous pensons sçavoir, c’est une piece, et bien petite, de nostre ignorance.”

Montaigne, *Essais* , II, XIII.

Table des matières

Avant-Propos **5**

Remerciements **7**

Introduction **9**

I Aspects de calorimétrie **11**

1 Au Tevatron : CDF et DØ **13**
1.1 Le Tevatron . . . 13
1.2 Expérience CDF . . . 15
1.2.1 Le détecteur . . . 15
1.2.2 Installation et tests de l'électronique d'acquisition des calorimètres . . . 16
1.2.3 Etalonnage des calorimètres . . . 17
1.3 Expérience DØ . . . 20
1.3.1 Le détecteur . . . 20
1.3.2 Le système de déclenchement du détecteur DØ . . . 21
1.3.3 Le déclenchement L3 des électrons et photons (e/γ) . . . 23

2 au LHC : ATLAS **33**
2.1 Le LHC . . . 33
2.2 Le détecteur ATLAS . . . 34
2.3 Le système HT du TileCal . . . 35
2.3.1 Description du système : cartes HVmicro et HVopto . . . 35
2.3.2 Production et tests . . . 37
2.3.3 Sensibilité aux irradiations . . . 39

3 ILC **47**
3.1 Généralités . . . 47
3.2 Reconstruction de π^0 . . . 48
3.2.1 Objet de l'étude . . . 48
3.2.2 Etalonnage du calorimètre électromagnétique . . . 48
3.2.3 Reconstruction de π^0 monoénergétiques : effet d'un ajustement contraint . . . 49
3.2.4 Stratégie de reconstruction de π^0 dans les événements hadroniques . . . 50

II Recherche du scalaire top **55**

4 La Supersymétrie **57**
4.1 Un peu d'histoire... . . . 57

4.2 Le Modèle Standard Supersymétrique . . . 58
4.3 Brisure de la Supersymétrie . . . 59
4.3.1 Brisure de la symétrie électro-faible . . . 60
4.3.2 Transmission de la brisure de la supersymétrie via les interactions gravitationnelles : mSUGRA, NUHM1, NUHM2 . . . 61
4.3.3 Transmission de la brisure de la supersymétrie via les interactions de jauge : GMSB . . . 62
4.3.4 Transmission de la brisure de la supersymétrie via les anomalies : AMSB . . . 62
4.3.5 Brisure explicite de la supersymétrie . . . 64

5 Le stop : une particule supersymétrique peu ordinaire 67
5.1 Stop et couplage de Yukawa du quark top . . . 67
5.2 Stop et baryogénèse électro-faible . . . 68
5.3 Désintégrations du stop . . . 69
5.3.1 Hypothèses . . . 69
5.3.2 Principales désintégrations du stop . . . 70
5.3.3 Désintégrations dans mSUGRA . . . 73

6 Recherches de Stops 81
6.1 Spécificités des recherches de paires de stops : collisionneurs leptonique et hadronique 81
6.1.1 Modes de production et sections efficaces . . . 81
6.1.2 Le déclenchement . . . 85
6.1.3 Connaissance des bruits de fond . . . 86
6.2 Recherches de stop auprès du LEP . . . 87
6.3 Recherches de stop auprès du Tevatron . . . 88
6.3.1 $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ . . . 88
6.3.2 $\tilde{t}_1 \rightarrow b\ell\tilde{\nu}_\ell$ . . . 90
6.3.3 $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ . . . 93
6.3.4 $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tau$ . . . 95
6.3.5 Stop stable . . . 96
6.4 Recherches de stop auprès du LHC . . . 96
6.4.1 $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ . . . 96
6.4.2 $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_2^0$ . . . 98
6.4.3 $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ . . . 99
6.4.4 Deux idées intéressantes . . . 100
6.5 Recherches de stop auprès de l'ILC . . . 101
6.5.1 $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ . . . 101
6.5.2 $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ . . . 101

Conclusion 109

Appendice A 111
Activités d'encadrements et de co-encadrements d'étudiants . . . 113
Responsabilités et vie scientifique . . . 115
Présentations en conférence, notes internes et publications . . . 117

Appendice B 121

Avant-Propos

Cet opuscule résume une partie des travaux de recherche que j'ai réalisés ces dix dernières années dans le domaine de la physique des particules au sein d'expériences situées auprès de collisionneurs. J'ai tenté d'en décrire les aspects principaux dans un schéma cohérent décliné en deux parties : l'une participe de l'instrumentation, l'autre concerne la recherche de processus rares au delà du Modèle Standard.

La calorimétrie représente le fil conducteur des mes activités instrumentales, et cette circonstance résulte à la fois de choix personnels et des vicissitudes de la fortune. Mes travaux de thèse, effectués au CEA de Saclay et présentés en mai 1998, traitaient de la recherche de squarks de la troisième génération dans le détecteur DELPHI auprès du collisionneur LEP. Ils furent essentiellement dévolus à l'analyse et ne renfermaient pas de réalisations directement liées à l'appareillage. Cela s'explique à la fois par une volonté d'étudier le sujet de la façon la plus complète possible, notamment par des explorations détaillées de phénoménologie, et par la situation du cadre expérimental : le détecteur DELPHI ne nécessitait alors pas de développement particulier.

Aussi, à l'issue de cette thèse, dans le but d'appréhender une autre facette du domaine, j'ai souhaité me frotter à l'aspect instrumental de la physique des particules. A ce moment-là, le Tevatron, près de Chicago, représentait une opportunité. Les détecteurs avaient subi de notables modifications pour entrer dans une nouvelle phase de fonctionnement, et 1998 correspondait au début de la période d'assemblage des divers éléments et du détecteur dans son ensemble. Parmi les activités proposées et dans lesquelles le groupe de Fermilab était impliqué, je me suis intéressé aux calorimètres de l'expérience CDF dans le cadre d'un post-doctorat. La nature des travaux à réaliser explique ce choix. Une partie des activités consistait à installer, tester et maintenir l'électronique d'acquisition, ce qui permettait d'approfondir les connaissances liées au traitement du signal, de sa formation dans le détecteur à sa numérisation. L'autre partie était dédiée à l'étalonnage et illustrait divers aspects de maintenance et de compréhension de la réponse des détecteurs. Elle avait un impact direct sur la qualité des données qui seraient acquises par les calorimètres.

Ce post-doctorat s'acheva en décembre 2000 lorsque je pris mes fonctions de chargé de recherche au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, dans l'équipe ATLAS. L'expérience était alors en phase de construction et l'activité des membres du LPC concernait l'électronique du calorimètre hadronique à tuiles scintillantes. Il était donc naturel que l'on me proposât de prendre en charge le suivi de production des cartes de hautes tensions du calorimètre. Il s'agissait de s'assurer que les cartes électroniques produites étaient conformes au cahier des charges imposé. Il fallut en particulier mettre au point des tests d'irradiation dans le but d'assurer un fonctionnement stable et fiable du système dans l'environnement du LHC.

Ces activités étaient pratiquement achevées en 2004. A cette époque, le Tevatron fonctionnait depuis environ trois années et la luminosité produite atteignait des valeurs telles que la recherche de processus rares pouvait présenter un certain intérêt. Le souhait de renouer avec l'analyse de données m'incita à participer à la formation d'un groupe DØ au LPC dès 2003. Nous nous impliquâmes alors sur un aspect important des détecteurs situés auprès des collisionneurs hadroniques, le déclenchement. Parmi les possibilités offertes, nous préférâmes le déclenchement des électrons et photons de niveau 3 étudié dans un groupe dont j'assurai la coordination. Le choix du sujet n'était

pas anodin. Il était lié au canal de physique sur lequel nous nous sommes alors engagés : la recherche du scalaire top dans les états finals contenant au moins un électron. L'activité concernant le déclenchement prit fin en 2005. A ce moment-là, le groupe ILC du LPC se renforçait et la dynamique qui en résulta permit de développer diverses activités se rattachant à la calorimétrie. Je m'impliquai ponctuellement dans cette expérience, jusqu'en 2007, en étudiant la reconstruction des pions neutres. L'étude de ce sujet s'explique par l'importance des pions neutres dans les événements hadroniques provenant par exemple du processus hhZ, état final alors considéré par le groupe ILC du LPC.

Mes activités d'analyse se rattachent à la supersymétrie, plus particulièrement à la recherche du scalaire top. Pourquoi rechercher le stop ? Ce choix s'explique par un intérêt pour la supersymétrie qui ne s'est pas dissipé depuis mon doctorat. La phénoménologie et les recherches dans ce domaine demeurent une préoccupation essentielle. Depuis 2003 et avant la montée en puissance du LHC, la quête de processus rares auprès du Tevatron est une opportunité. La recherche du stop auprès d'un collisionneur hadronique est aussi l'occasion de développer des techniques d'analyse spécifiques à l'environnement de travail, et de comparer les méthodes et les résultats obtenus à ceux issus d'analyses réalisées auprès de collisionneurs leptoniques. Notons par ailleurs que le stop est doté d'une phénoménologie souvent très riche dont la recherche nécessite l'exploitation de tous les aspects des détecteurs. L'interaction entre l'appareillage et l'analyse est permanente dans notre domaine.

Ces différents thèmes sont exposés dans la suite de ce manuscrit, replacés dans un contexte plus général. Certains de ces travaux ont été réalisés en collaboration avec des étudiants dans le cadre de la formation par la recherche. Les contributions correspondantes sont mentionnées au cours de l'exposé des diverses activités et résumées à la fin de cet opuscule. Il en est de même pour les diverses présentations, notes internes et publications qui portent la trace des travaux réalisés.

Remerciements

Je remercie sincèrement les membres du jury qui m'ont fait l'honneur de juger ce travail. Merci à Vanina Ruhlmann-Kleider d'avoir accepté spontanément le rôle de rapporteur. Sa lecture attentive du manuscrit, ses questions pertinentes et ses conseils énergiques ont permis de clarifier le contenu de cet opuscule. Sa gentillesse, sa rigueur et ses compétences demeurent pour moi source d'inspiration. Merci à Gérard Sajot pour son examen minutieux du manuscrit et pour l'enthousiasme exprimé lors de la rédaction de son rapport. Merci à Pascal Gay d'avoir été rapporteur. Merci à Alain Baldit d'avoir accepté de siéger et de présider. Merci à Daniel Froidevaux d'avoir accepté d'être membre du jury, malgré un emploi du temps surchargé lié au démarrage du LHC. Un grand merci à Marc Besançon d'avoir été présent dans le jury. Je lui suis infiniment reconnaissant de m'avoir montré la voie et de m'avoir transmis, consciemment ou inconsciemment, de nombreux préceptes.

Je remercie Mike Albrow de m'avoir permis d'effectuer un post-doctorat à Fermilab. Au cours de cette période enrichissante et déterminante, j'ai eu le bonheur d'intégrer dans l'expérience CDF une équipe dynamique et compétente. Merci à Peter Wilson, Mike Lindgren, Steve Hahn, Brig Williams, Ed Mckigney, Andrew Kovalev, Young-Do Oh, Robin Erbacher et Rick Tesarek. Je remercie également Aurore Savoy-Navarro qui m'a beaucoup aidé à cette époque.

Je remercie Bernard Michel de m'avoir accueilli au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand en décembre 2000. Je fus cordialement reçu dans l'équipe ATLAS, que je remercie. Une mention spéciale pour Daniel Lambert et Robert Chadelas avec lesquels les travaux liés aux hautes tensions ont été réalisés. Je reste impressionné par leurs compétences et les remercie de leur disponibilité.

L'aventure DØ au LPC débuta en 2003 avec Pascal Gay et Frédérique Badaud. Je les remercie de m'avoir fait confiance en me proposant de participer à la formation du groupe. J'ai une pensée pour tous les étudiants de l'équipe, en particulier pour Fabrice Tissandier qui a réussi à me supporter pendant trois ans. Je remercie tous les collègues de DØ avec lesquels j'ai eu des accointances enrichissantes.

La participation dans ILC fut ponctuelle mais intense. Merci à l'équipe du LPC pour son dynamisme.

La rédaction de cet opuscule a nécessité d'exhumer quantité d'articles. Aussi ai-je souvent sollicité Michèle Chadelas qui a toujours répondu avec gentillesse et sérieux. Qu'elle en soit remerciée.

Les activités décrites dans ce manuscrit n'auraient pu être réalisées en dehors d'une infrastructure efficace. Je remercie les membres des services administratif et informatique du LPC d'avoir toujours répondu avec bienveillance et disponibilité à mes requêtes.

Enfin, je remercie Anne pour sa patience et son dévouement notamment lors de mes déplacements outre-Atlantique. Merci aussi pour nos fils Quentin et Clément qui illuminent notre quotidien.

Introduction

L'objectif de la physique des particules est de mettre en évidence les constituants de la matière et de préciser les lois qui gouvernent leurs interactions. Deux voies complémentaires peuvent conduire à ce but. La voie théorique vise à construire des modèles décrivant la Nature et le comportement du monde subatomique, en s'appuyant sur le concept de symétrie et sur la théorie quantique des champs. L'observation représente la deuxième voie. Elle prétend, par la mise au point d'expériences sophistiquées, permettre la réalisation de mesures très précises, la recherche de nouvelles particules prédites par la théorie, ou encore la découverte d'entités non envisagées par celle-ci.

Notre connaissance théorique actuelle, dans le domaine de la physique des particules, repose sur le Modèle Standard, dans lequel la matière est constituée de douze fermions, six leptons et six quarks, organisés en trois familles. Les messagers des trois interactions fondamentales, électromagnétique, faible et forte, sont identifiés au photon, aux bosons de jauge $W^{\pm}$ et Z^0, et aux gluons, respectivement. Les particules acquièrent une masse via le mécanisme de brisure de la symétrie électro-faible, qui requiert l'existence de la seule entité du modèle insaisissable à ce jour, le boson de Higgs.

Depuis une vingtaine d'années, les prédictions du Modèle Standard ont été confirmées expérimentalement avec une grande précision. Pourtant, de nombreux indices suggèrent que la description du monde subatomique qu'il propose est incomplète : ses prédictions deviennent caduques au-delà d'une énergie de l'ordre du TeV, et il reste muet quant à la quatrième interaction fondamentale, la gravitation. Il est possible de pallier à certains de ces problèmes en étendant le groupe de symétrie sur lequel repose le Modèle Standard et en introduisant une symétrie entre bosons et fermions baptisée supersymétrie. Dans les modèles correspondants, chaque particule du Modèle Standard est associée à un super-partenaire dont le spin diffère de 1/2. La voie tracée par la supersymétrie semble prometteuse : la gravitation est introduite naturellement et l'unification des interactions fondamentales (hormis la gravitation) est réalisée dans les modèles où elle est présente. Elle est par ailleurs un élément incontournable de la théorie des cordes qui tente notamment d'unifier les quatre interactions fondamentales.

Comment mettre en évidence les particules supersymétriques ? Un moyen est d'utiliser des collisionneurs, leptoniques ou hadroniques, auprès desquels des détecteurs permettent de déceler les particules produites au cours des collisions. Il est possible de distinguer plusieurs phases successives dans l'exploitation d'un détecteur. La première étape concerne la conception, le choix des technologies et l'optimisation des paramètres. La deuxième phase traite de la production massive de tous les composants. Elle comporte un contrôle qualité strict et impose des critères de stabilité et de fiabilité dans le fonctionnement. Au cours du troisième stade, les sous-détecteurs sont assemblés. Des tests intensifs de fonctionnement, de stabilité, de fiabilité sont à nouveau réalisés. Un étalonnage des sous-détecteurs est effectué. La dernière étape concerne le fonctionnement du détecteur dans son ensemble. Cette phase quotidienne de maintenance consiste à s'assurer que tous les composants réagissent correctement, à effectuer des étalonnages réguliers, à résoudre d'éventuels problèmes et à améliorer les performances. L'objectif est d'optimiser la qualité des données acquises, source de nos recherches.

Ce manuscrit traite des ces divers aspects, illustrés par des travaux de recherche réalisés ces

dix dernières années. Les différents thèmes abordés sont intimement liés à mon parcours. Après une thèse portant sur la recherche de squarks dans le détecteur DELPHI auprès du collisionneur LEP, je rejoignis la collaboration CDF au Fermilab dans le cadre d'un post-doctorat en mars 1999. Au cours de cette période, je fus impliqué dans l'installation et les tests de l'électronique des calorimètres. Je participai également à l'étalonnage de ces derniers. Le 1^{er} décembre 2000, j'intégrai le groupe ATLAS du LPC de Clermont-Ferrand dans le cadre d'un poste de chargé de recherche au CNRS. Mon activité a alors consisté à superviser la production et les tests des cartes électroniques du système de hautes tensions du calorimètre hadronique. Ces travaux quasiment achevés, je m'engageai en 2003 dans la collaboration DØ auprès du Tevatron, m'impliquant sur un point clé du détecteur, le déclenchement. J'ai alors profité de la luminosité fournie par le collisionneur pour entamer une recherche de stop dans un état final renfermant deux jets, deux leptons et de l'énergie manquante. Parallèlement à ces travaux, je me suis intéressé au projet ILC, futur collisionneur e^+e^-, en étudiant en particulier la reconstruction des pions neutres. Les activités liées à l'appareillage furent certes très variées mais toujours rattachées au même thème : la calorimétrie.

Ce document est organisé en deux parties. La première résume les activités participant de l'instrumentation, la seconde traite de la supersymétrie, et plus particulièrement du stop, partenaire supersymétrique du quark top. Par souci de clarté, les réalisations concernant l'appareillage sont décrites par type de collisionneur. La première partie traite du Tevatron et des activités concernant les expériences CDF et DØ. La deuxième s'intéresse au LHC et expose les implications se rapportant au calorimètre hadronique. La troisième se rapporte aux activités auprès de l'ILC. La partie concernant la recherche de stop se décline également en trois volets. Le premier introduit la supersymétrie et ses modèles. Le second est dédié au stop et à ses désintégrations. La troisième concerne la recherche du stop auprès des collisionneurs leptoniques (LEP et ILC) et hadroniques (Tevatron et LHC).

Première partie

Aspects de calorimétrie

Chapitre 1

Au Tevatron : CDF et DØ

Le collisionneur Tevatron a redémarré en mars 2001 après plusieurs années d'arrêt. Cette interruption s'explique par une volonté d'accroître la luminosité fournie à partir de profondes modifications du complexe d'accélération et de la production des anti-protons. Les améliorations apportées au Tevatron ont eu un impact direct sur les détecteurs CDF et DØ, dont bon nombre d'éléments ont du être remplacés. Cela impliqua une importante activité d'installation, de tests, d'étalonnage, d'études, de maintenance et d'améliorations.

Ce chapitre illustre ces divers aspects dans les expériences CDF et DØ auprès du Tevatron. Après une présentation du collisionneur et de ses performances, les activités accomplies au sein de la collaboration CDF, l'installation et les tests de l'électronique d'acquisition de la calorimétrie et l'étalonnage du calorimètre électromagnétique central, sont exposées. Ces travaux furent effectués de 1999 à fin 2000 et ont préparé les calorimètres en vue d'un fonctionnement fiable, stable et précis. Mon implication dans la collaboration DØ est plus tardive et date de 2003. Elle concerne un point clé des détecteurs situés auprès d'un collisionneur hadronique, le déclenchement. La dernière partie de ce chapitre développe les réalisations liées à ce thème, en particulier les activités de maintenance et les tentatives d'amélioration des performances.

1.1 Le Tevatron

Le Tevatron (Fig. 1.1) est un collisionneur proton-antiproton situé au Fermi National Accelerator Laboratory à Batavia près de Chicago (Etats-Unis).

Plusieurs phases de fonctionnement se sont succédées depuis son démarrage, au milieu des années 80. Au cours de la phase dite RunI (1988-1996) pour laquelle l'énergie dans le centre de masse atteignait 1.8 TeV, une luminosité de 125 pb^{-1} a été produite. La période RunII a officiellement débuté le 1er mars 2001. L'objectif était de fournir 2 fb^{-1} au cours de la phase RunIIa (2001-2003) puis 13 fb^{-1} pendant la période RunIIb (2003-2007) à $\sqrt{s}$= 2 TeV [1]. Les pics de luminosité espérés atteignaient des valeurs de 5 10^{32} $cm^{-2}s^{-1}$. Le complexe de Fermilab subit de profondes modifications pour réaliser ces objectifs. Un moyen efficace d'accroître la luminosité au Tevatron est d'augmenter la quantité d'anti-protons présents dans la machine. Pour cela, l'anneau principal (Main Ring) qui au RunI était situé au dessus du Tevatron, a été remplacé par un injecteur principal (Main Injector) permettant notamment d'accélérer les protons et les anti-protons de 8 à 120 GeV. Le Main Injector, certifié en 1999, fournit un faisceau de protons trois fois plus intense que le Main Ring pour la production des anti-protons. De plus un recycleur (Recycler) ayant pour tâche d'emmagasiner et de refroidir les antiprotons a été ajouté. Malheureusement, ces améliorations n'ont pas permis d'avoir les résultats escomptés. L'un des principaux problèmes résidait dans la production des anti-protons : la source fut moins performante que prévue, et de nombreuses pertes dans les différents transferts des antiprotons ont été observées : seulement 24% des antiprotons parvenaient au Tevatron depuis l'accumulateur.

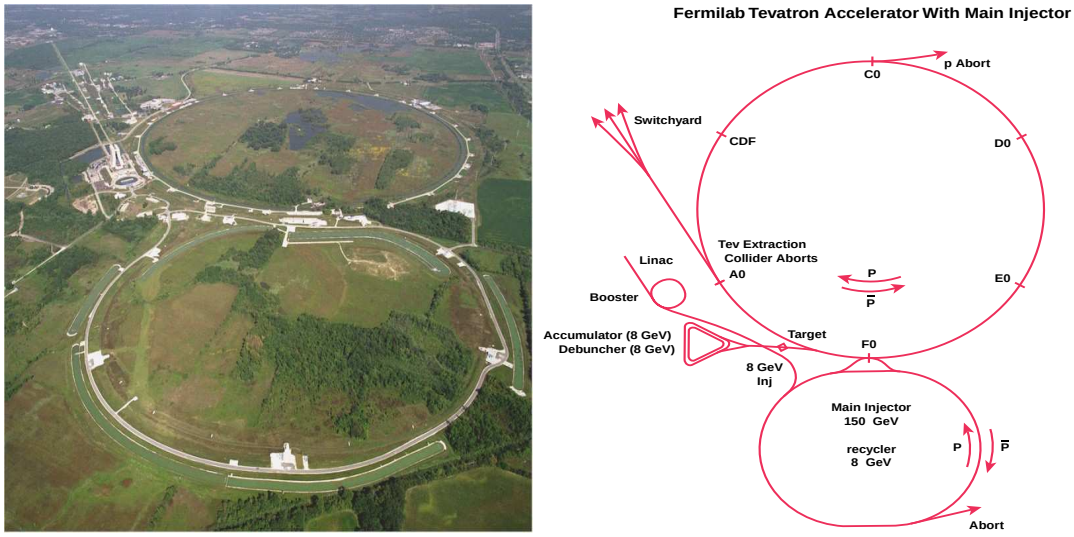


FIG. 1.1 – Photographie (gauche) et vue schématique (droite) du complexe du Tevatron au Fermilab.

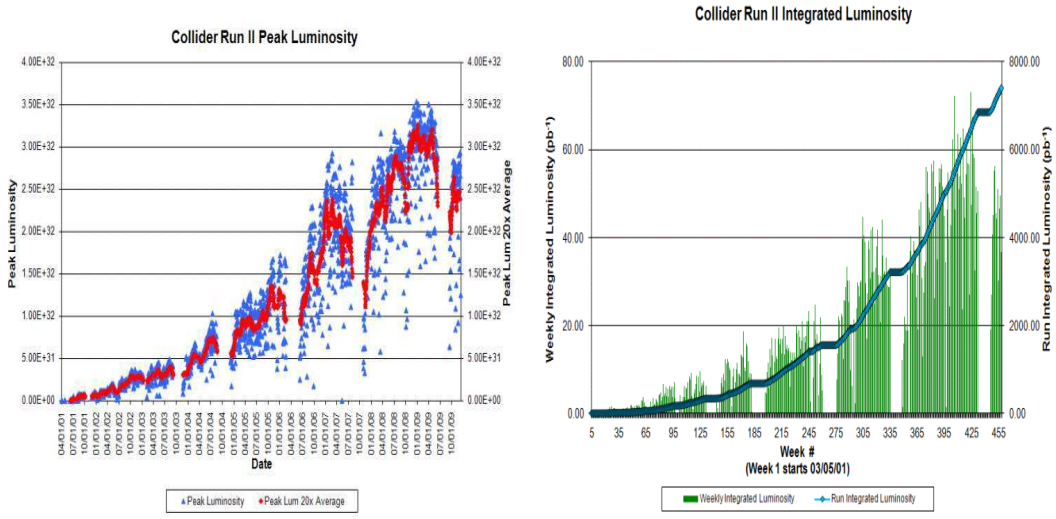


FIG. 1.2 – Pics de luminosité instantanée (droite) et luminosité intégrée delivrée (gauche) par le Tevatron depuis 2001.

La luminosité délivrée par le Tevatron en 2003 était certes supérieure à celle du RunI (245 pb^{-1} contre 125 pb^{-1}) mais demeurait en deçà des espérances. Des améliorations ont été proposées à partir de 2003. Les principales ont concerné : le "slip stacking", qui permet de doubler l'intensité du faisceau de protons pour la production d'antiprotons, le rendement de la source de production, l'alignement pour réduire les pertes d'antiprotons, et le refroidissement des antiprotons à l'aide d'électrons (electron cooling [3]). Tous ces efforts ont permis une augmentation progressive de la valeur des pics de luminosité instantanée, jusqu'à des valeurs de 3-3.5 10^{32} $cm^{-2}s^{-1}$(figure 1.2 gauche). En mars 2009, une luminosité intégrée hebdomadaire de 60 pb^{-1} était délivrée par le Tevatron (figure 1.2 droite). Une luminosité intégrée totale de l'ordre de 9 fb^{-1} est attendue pour la fin de l'année 2010 et de 12 fb^{-1} en 2011 [4].

Pour augmenter la luminosité lors du passage du RunI au RunII, le nombre de paquets de protons et d'antiprotons a été augmenté (mode 36x36 contre mode 6x6) et le temps de croisement des faisceaux a décru : 3.5 μs au RunI contre 396 ns au RunII. Cette modification a un impact direct sur les détecteurs : l'électronique a été entièrement renouvelée et certains détecteurs, trop lents, ont été remplacés. Il a été envisagé que le Tevatron fonctionne avec un temps de croisement de faisceaux de 132 ns (RunIIb initial). Cette hypothèse a été abandonnée en 2003 mais les détecteurs du RunII ont été conçu dans ce but.

1.2 Expérience CDF

1.2.1 Le détecteur

Les principales caractéristiques des éléments constitutifs du détecteur CDF (Fig. 1.3) sont décrits dans [5]. L'électronique d'acquisition a été entièrement renouvelée. Le système de déclenchement, élément crucial dans un détecteur placé auprès d'un collisionneur hadronique, a aussi été entièrement changé. Il est formé de trois niveaux ayant chacun des taux de 50 kHz (L1), 300 Hz (L2) et 30 à 50 Hz (L3).

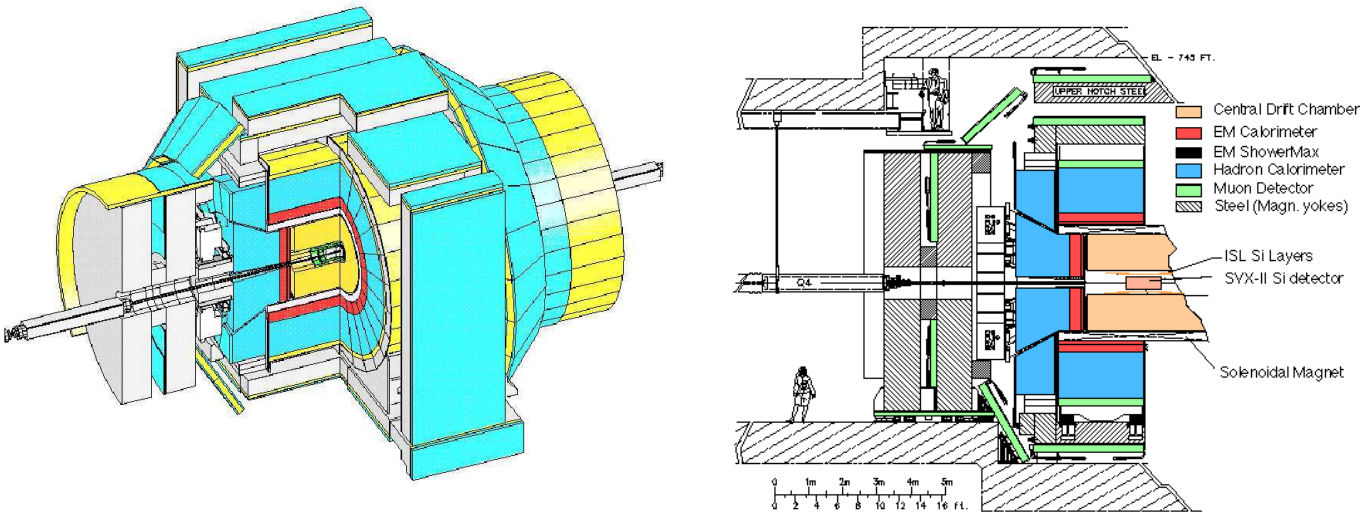


FIG. 1.3 – Vues isométrique (droite) et en coupe (gauche) du détecteur CDF

Tous les calorimètres de CDF sont à échantillonnage et utilisent la même technologie, leur milieu actif étant composé d'un scintillateur organique plastique. Leur principe de fonctionnement est donc identique : la lumière émise par le scintillateur est "transformée" par des fibres ou des feuilles à décalage de longueur d'onde (Wave Length Shifters ou WLS) puis transmise par des guides de lumière ou des fibres transparentes à des tubes photomultiplicateurs (PMTs). Les électrons ainsi

produits sont ensuite transmis à l'électronique d'acquisition dont la technologie est développée ci-dessous. Notons que les divers éléments de cette chaîne, c'est-à-dire le scintillateur, le WLS et le PMT, ne sont pas toujours de même nature pour chacun des sous-détecteurs. Les différences peuvent s'expliquer par les qualités requises pour chaque calorimètre ou encore par l'évolution des technologies.

La calorimétrie électromagnétique et hadronique de CDF est conposés d'une partie centrale ($|\eta|$[1] ≤ 1.1) et d'une partie avant ($1.1 \leq |\eta| \leq 3.6$). La section hadronique est complétée par une partie appelée endwall couvrant la région $135^o \leq \theta \leq 150^o$. Le calorimètre central de CDF [6] est composé de 48 modules. Chaque module est segmenté en 10 tours projectives ($\Delta\eta = 0.11$, $\Delta\phi = 15^o$) et l'information de chaque tour est lue par 2 PMTs. Le nombre total de canaux correspondant est de 1724. Le calorimètre hadronique Endwall [7] renferme aussi 48 modules et un nombre total de canaux de 576. Les calorimètres électromagnétique et hadronique de la zone avant sont nouveaux et remplacent un détecteur utilisant des chambres proportionnelles. Il sont organisés en 24 secteurs ($\Delta\theta \sim 2$ à 3^o, $\Delta\phi = 15^o$) et le nombre total de canaux est de 960 (864) pour la section électromagnétique (hadronique).

En 1999 le détecteur CDF était dans une période dite de "commissioning" pour le RunII. Cette phase de construction et de mise en service visait à achever la construction des détecteurs (électronique et chaîne d'acquisition comprises), à tester et à étalonner chaque détecteur séparément et enfin à assembler les différents sous-détecteurs. J'ai participé à l'installation et au test de l'électronique d'acquisition ainsi qu'à l'étalonnage des calorimètres.

1.2.2 Installation et tests de l'électronique d'acquisition des calorimètres

L'électronique des calorimètres de CDF a été choisie pour fonctionner à un rythme élevé (132 ns ou 7.6 MHz) sur une large gamme dynamique (plus de 16 bits). Comme le signal issu d'un PMT peut avoir une durée de 80 ns, il ne reste pas assez de temps pour intégrer, lire et remettre à zéro l'électronique pour être prêt 52 ns plus tard. Un système de file d'attente ou pipeline doit donc être mis en place. Un circuit respectant ces spécifications avait été développé pour l'expérience Solenoid Detector Collaboration (SDC) auprès du Superconducting Super Collider (SSC) et a ensuite été utilisé par le calorimètre de l'expérience KTEV à Fermilab. Ce circuit a été repris pour les calorimètres de CDF.

Un schéma simplifié de la chaîne d'acquisition des calorimètres est donné figure 1.4. La charge issu des PMTs est transmise à des modules électroniques appelés ADMEM (figure 1.5), pour ADC/Memory, placés dans des châssis VME. L'un des éléments principaux de ce module est la carte CAFE (figure 1.5), pour CAlorimeter Front End, dont la fonction est de numériser le signal incident d'un PMT et de stocker l'information correspondante. Un module ADMEM peut contenir jusqu'à 20 cartes CAFE.

Le coeur de la carte CAFE est un circuit ASIC baptisé QIE, pour Charge Integrating and Encoding dont un schéma simplifié est donné sur la figure 1.5. Son principe de fonctionnement est le suivant : le courant d'entrée issu des PMTs passe par un diviseur de courant et chacune des huit sorties (I/2 à I/256) est intégrée par un condensateur de 2.6 pF. Les huit tensions résultantes sont comparées et celle comprise entre -1V et -2V est transmise à un ADC commercial (10 bits) pour numérisation. Les condensateurs sont ensuite déchargés. Chacune des ces étapes est effectuée en 132 ns. Pour éviter les temps morts, le système est dupliqué quatre fois pour chaque sortie du diviseur de courant. La charge maximum que peut traiter cette électronique est de l'ordre de 1300 pC. Les différentes informations issues de ce processus (nombre de coups ADC, gamme de courant, indice du condensateur) sont ensuite stockées dans une mémoire (Flash RAM). Celle-ci transmet alors les informations à des FPGA[2] présents sur l'ADMEM qui évalue la somme des données numérisées

[1] La pseudo-rapidité η est définie par $\eta = -ln[tan(\theta/2)]$, où θ est l'angle polaire défini par rapport à l'axe du faisceau.

[2] Les Field-Programmable Gate Arrays sont des circuits intégrés programmables.

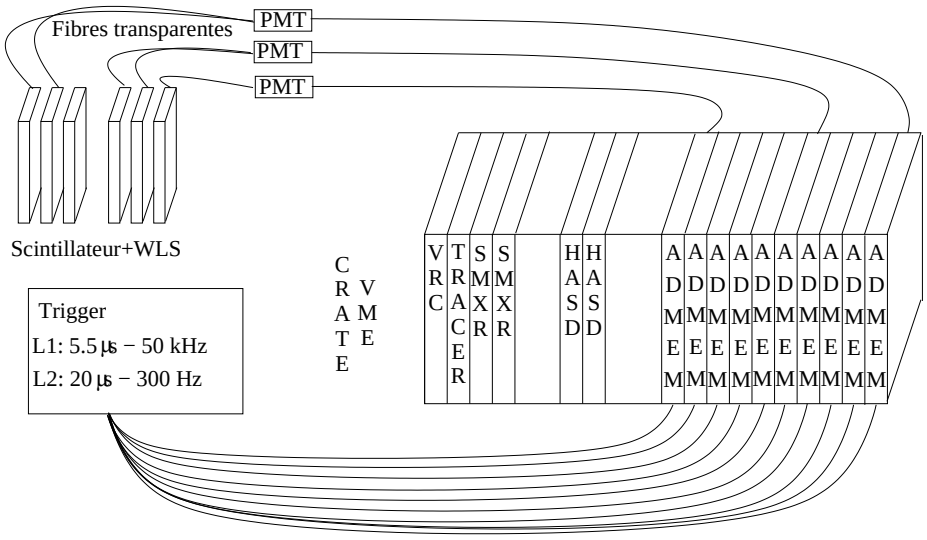


FIG. 1.4 – Schéma simplifié de la chaîne d'acquisition des calorimètres de CDF. Le signal issu des tubes photomultiplicateurs est transmis aux ADMEMs, modules électroniques numérisant le signal avant transmission au déclenchement.

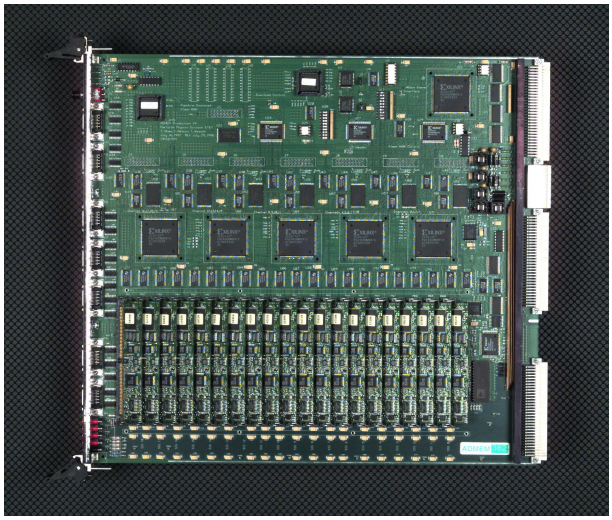
par tour puis convertie en GeV (à partir d'informations stockées dans une autre Flash RAM). Le résultat est soumis au déclenchement de niveau 1 et les données stockées en attendant la réponse (5.5 μs). Si le niveau 1 accepte l'événement, les données sont transmises au niveau 2. Si le niveau 2 accepte l'événement, la carte dénotée VME Readout Controller (VRC) lit les données stockées pour les envoyer au niveau 3.

La phase de commissionning a consisté à installer les modules ADMEM, à étalonner quotidiennement les QIE et à évaluer la stabilité dans le temps des résultats (piédestaux, étalonnage, repérage des canaux bruyants ou morts).

L'étalonnage des QIE est effectué par injection de courant : pour chaque gamme de courant (I/2 à I/256) et chaque condensateur, 7 à 9 points de mesure sont pris avec 10 événements par point. Un ajustement linéaire est alors effectué. L'information pour chaque condensateur et pour chaque gamme de courant est donc un coefficient directeur, une ordonnée à l'origine et les incertitudes associées. La variation de ces deux paramètres au cours du temps permet d'évaluer la stabilité du système et également d'estimer l'impact de l'électronique sur la résolution en énergie globale des calorimètres. Les études ont montré que les variations des coefficients directeurs (ordonnées à l'origine) n'excédaient pas 0.04% (0.14%) sur des périodes d'une semaine. L'impact sur la résolution en énergie des calorimètres est de l'ordre de 0.2% (terme constant). Sur des périodes d'une semaine, une variation de l'ordre de 0.5% a été observée sur les piédestaux [9].

1.2.3 Etalonnage des calorimètres

Le système d'étalonnage du calorimètre central électromagnétique de CDF est composé de trois parties [8] qui offrent des façons complémentaires de tester les différents constituants en amont des PMTs. Il vise à contrôler l'amplitude des dommages dus aux irradiations ou des changements provenant du vieillissement ou du champ magnétique. Pour cela, il utilise une source radiactive qui se meut dans le scintillateur et des sources de lumière injectée dans les WLS et les PMTs. L'ensemble est contrôlée par une carte électronique d'étalonnage.



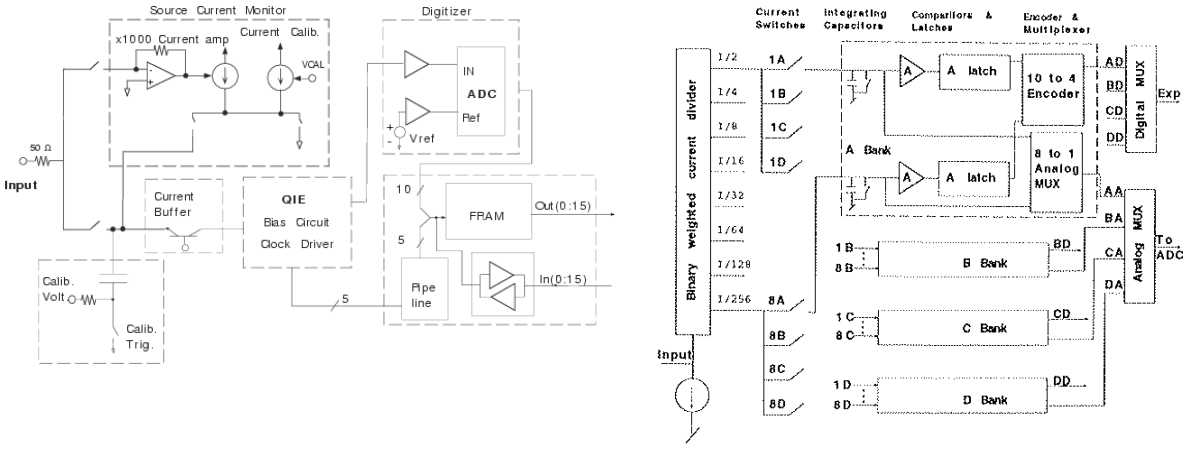
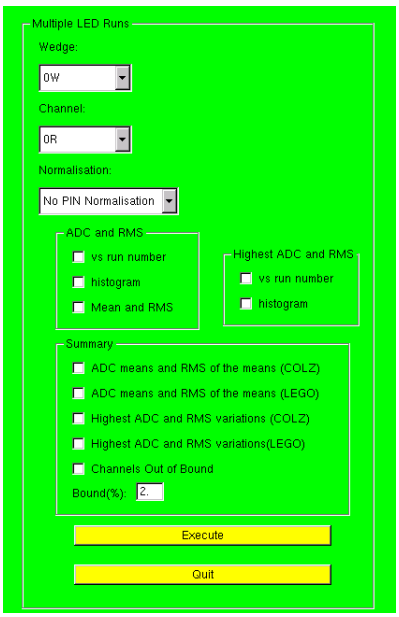


FIG. 1.5 – Carte ADMEM (haut), schéma simplifié d'une carte CAFE (en bas à gauche) et du circuit QIE (bas droite).

1.2.3.1 Etalonnage par diodes LED et ampoules au Xénon

De la lumière provenant d'ampoules au Xénon (XEF) et de diodes électro-luminescentes (LED) est injectée dans les WLS et les PMTs pour suivre et contrôler l'évolution des gains de ces constituants au cours du temps. L'intensité de la source lumineuse est évaluée à partir de diodes PIN (trois pour XEF, deux pour LED). Moins de trois minutes sont nécessaires pour procéder à un étalonnage complet du calorimètre. Un taux de déclenchement de 5 Hz est utilisé et 400 événements LED ainsi que 200 événements XEF sont produits.

Ce système est intégré dans le système de contrôle de CDF, RunControl, et des étalonnages sont effectués régulièrement, entre les stores[3]. Les résultats issus de l'étalonnage sont écrits dans la base de données correspondante de CDF. Des interfaces graphiques [10] (Fig. 1.6 gauche) ont été développées pour permettre une analyse rapide et aisée des résultats d'étalonnage. Il est possible entre autres de tracer les résultats provenant d'un étalonnage donné ou de comparer les résultats de différents étalonnages. Des listes de canaux ne respectant pas certains critères (présence de signal, stabilité) peut être affichée (Fig. 1.6 droite). La précision obtenue par le système LED est de l'ordre du pourcent alors que celle issue de XEF est plus élevée. Cette différence, déjà observée au RunI, s'explique par la nature intrinsèque des sources de lumière. Il est donc nécessaire de normaliser les résultats issus des XEF au signal provenant des diodes PIN : la résolution est alors de l'ordre de 7%. Pour ce qui concerne la stabilité, des comparaisons entre plusieurs d'étalonnage ont montré des variations inférieures à 0.5% pour le système LED et pour 98% des canaux considérés. Une variation de l'ordre du pourcent a été observée pour XEF.



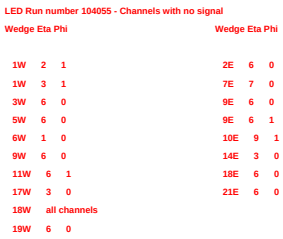


FIG. 1.6 – Interface graphique (gauche) pour l'analyse des résultats d'étalonnage. Un exemple de résultat d'analyse est donné sur la figure de droite.

1.2.3.2 Etalonnage par source radioactive [11]

L'utilisation d'une source radioactive permet d'étalonner les gains des différents canaux du calorimètre dans le but d'uniformiser la réponse du détecteur (déclenchement et mesure en énergie).

[3]La durée d'un store représente la période pendant laquelle des faisceaux sont présents et entrent en collisions dans le Tevatron. Cette durée dépend de la luminosité initiale $\mathcal{L}_{init}$. Elle est de l'ordre de 16 heures pour $\mathcal{L}_{init} \sim 3.5\ 10^{32}\ cm^{-2}s^{-1}$.

Elle permet également de contrôler et de corriger le comportement du scintillateur au cours du temps. En 1999, les modules du calorimètre avaient environ quinze ans d'âge et le vieillissement d'un scintillateur plastique a pour effet une diminution de la lumière produite (à dépôt d'énergie constant) et une baisse de longueur d'atténuation de la lumière. L'étalonnage par source radioactive permet de pallier à ces effets par un ajustement des tensions des PMTs.

Une source de Césium 137 (d'une demi-vie de 30.2 années) est utilisée. Elle traverse le calorimètre entre une couche de plomb et une couche de scintillateur à proximité de la couche Shower-Max à une vitesse de 2 à 3 centimètres par seconde. Le taux de déclenchement de l'aquisition est de l'ordre de 5 Hz. La lumière produite suit le chemin habituel (WLS+PMTs+QIE). Pour chaque PMT, un courant moyen I est calculé à partir de deux pics produits lors de l'aller-retour de la source. Si I_0 et V_0 sont les courants et tensions mesurés au RunI, la nouvelle tension V se déduira de :

$$\frac{I}{I_0} \;=\; (\frac{V}{V_0})^{\alpha},\; \alpha \;\simeq\; 7 \tag{1.1}$$

Les hautes tensions des PMTs du calorimètre sont ainsi ajustées pour que la réponse d'un canal soit la même qu'au RunI. Pour le calorimètre électromagnétique (hadronique) central, une perte de gain moyenne de 17% (6%) a été observé. Comme la réponse des modules à des faisceaux d'électrons de 50 GeV et au passage d'une source radioactive avait été mesurée avant le RunI, les résultats de ces mesures peuvent être utilisés pour calculer la valeur, en GeV, d'un coup ADC d'une carte CAFE. En effet, la réponse en énergie à un instant t d'un canal du calorimètre s'écrit [12] :

$$G_E(t)[GeV/Count] \;=\; \frac{GAI[fC/count]}{ELB[(fC/GeV)/nA].SRC[nA]} \tag{1.2}$$

où GAI est le gain de l'électronique (5.75 fC par coup pour les ADMEM), ELB le résultat des tests faisceaux (électron de 50 GeV) et SRC le courant mesuré par l'étalonnage de la source radioactive (en 1999). Pour améliorer la précision, on définit les coeffecients de réponse linéaire en énergie LER par :

$$LER \;=\; \frac{GAI[fC/count]}{ELB[(fC/GeV)/nA].SRC[nA].SCL[GeV/count]} \tag{1.3}$$

Le facteur d'échelle SCL est en fait la valeur moyenne des réponses en énergie. Sa valeur a été estimée à 2.94 MeV par coup ADC (Fig. 1.7).

Les différentes valeurs ainsi estimées pour chaque canal ont été mise en mémoire dans l'une des Flash RAM des ADMEM pour être utilisées lors de la conversion en énergie des coups ADC de la carte CAFE. Ainsi, on obtient une réponse uniforme de tous les canaux du détecteur.

1.3 Expérience DØ

1.3.1 Le détecteur

Le détecteur DØ (Fig. 1.8) [13] est formé de trois sous-systèmes principaux : un ensemble de trajectographes centraux, des calorimètres utilisant de l'argon liquide comme milieu actif, et des spectromètres à muons. Le système de reconstruction de traces a été complètement repensé pour le RunII : il est formé d'un détecteur de microvertex, d'un trajectographe à fibres scintillantes et d'un solénoïde, absent au RunI. Entre le solénoïde et les calorimètres de la zone centrale ($|\eta| \;\leq\; 1.1$) et devant les calorimètres de la zone avant sont placés des détecteurs de pied de gerbe dont l'objectif est d'améliorer l'identification des électrons. Le système calorimétrique est identique au RunI. Les spectromètres à muons ont été perfectionnés par l'ajout de couches de scintillateurs visant à améliorer l'efficacité de déclenchement et par le remplacement dans la zone avant des tubes à dérive. A l'instar de CDF, l'électronique d'acquisition et le système de déclenchement ont été complètement renouvelés pour le RunII.

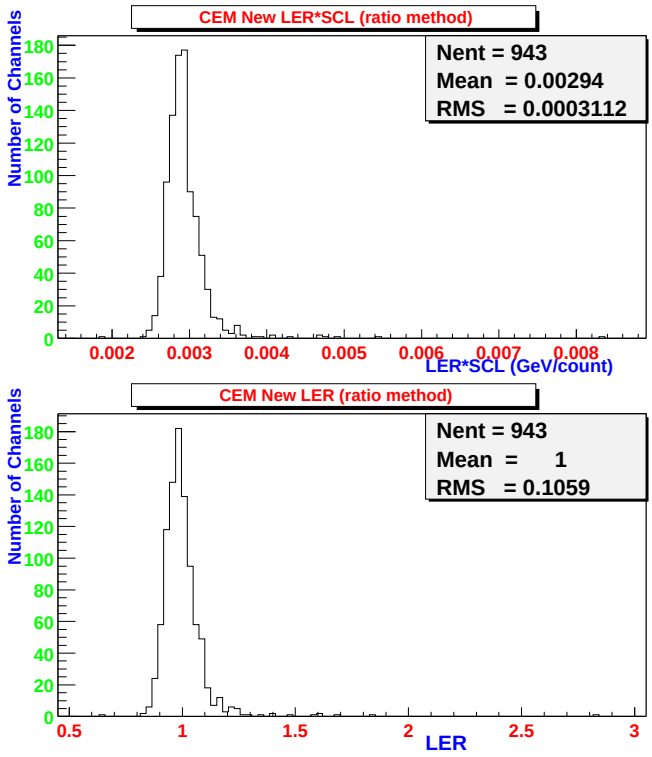


FIG. 1.7 – Réponse en énergie du calorimètre électromagnétique central obtenue après étalonnage par une source radioactive.

Les atouts de DØ résident dans une excellente calorimétrie et une très bonne spectrographie à muons. Une amélioration supplémentaire au RunII provient de l'accélérateur : un tube à vide du Main Ring passait dans le détecteur. Il était utilisé pour la pré-accélération des protons et cela engendrait des signaux dans le calorimètre et les chambres à muons. La plupart des déclenchements étaient alors refusés. La nouvelle configuration de l'accélérateur décrite ci-dessus permet de résoudre ce problème : l'efficacité d'acquisition est augmentée d'environ 10% [13].

1.3.2 Le système de déclenchement du détecteur DØ

La section efficace d'interaction $p\bar{p}$ au Tevatron est de 80 mb. D'un point de vue théorique, on distingue une composante élastique ($\sim$ 25% des cas), pour laquelle le proton et l'antiproton demeurent quasiment intacts (peu de transfert d'énergie), une composante inélastique non diffractive ($\sim$ 55% des cas), pour laquelle les deux partons se fragmentent, et enfin une composante inélastique diffractive ($\sim$ 20% des cas), pour laquelle au moins un des deux partons ne se fragmente pas. D'un point de vue expérimental, on classe les événements d'après le type d'interaction, molle ou dure, dont ils sont issus, en fonction des moments transverses transférés au cours du processus de production. Dans une interaction molle, peu des particules produites ont un moment transverse significatif ($p_T >$ 2 GeV). Les événements correspondant ne sont pas d'un intérêt majeur, mais ils représentent 99.999% des cas et il est techniquement impossible de tous les enregistrer ! D'où la nécessité de mettre en place un système de déclenchement permettant de sélectionner les événements dignes d'intérêt.

Notons que la notion d'événements dignes d'intérêt est subjective et sujette à caution. Sa définition peut être très diverse en fonction des études menées. Ainsi une recherche de leptoquarks tendra-t-elle à préférer des déclenchements sélectionnant des événements renfermant des leptons et

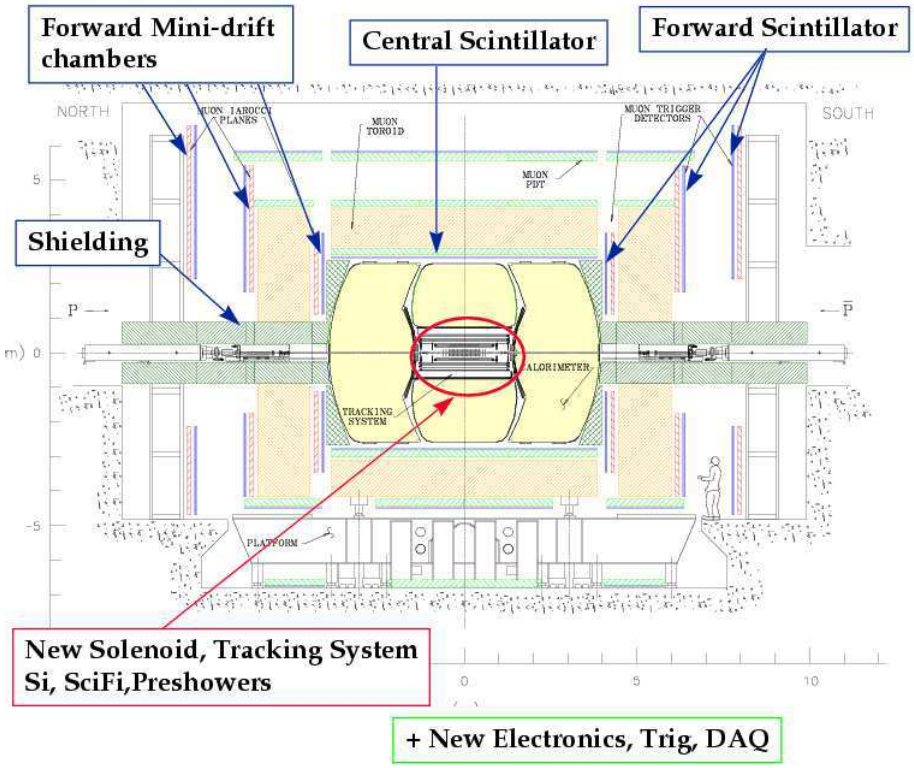


FIG. 1.8 – Vue en coupe du détecteur DØ

des quarks de hauts p_T (typiquement $p_T > 25$ GeV). Par contre certaines recherches de signaux de supersymétrie souhaitent explorer des régions de très bas p_T, typiquement 5-10 GeV, dans des domaines où le nombre d'événements multijets tend à saturer la bande passante. Le déclenchement visera donc à un compromis entre d'un côté les contraintes techniques et de l'autre la signature des événements issus des processus physiques d'intérêt.

Le système de déclenchement de DØ (Fig. 1.9) est formé de trois niveaux L1, L2 et L3. Ces trois filtres exploitent des informations de plus en plus précises pour réduire la quantité d'informations provenant des collisions : la fréquence des interactions $p\bar{p}$ est de 1.7 MHz et le taux des informations traitées est de 2kHz, 1kHZ et 50 HZ respectivement après L1, L2 et L3. Dans le but de minimiser le temps mort, les niveaux L1 et L2 sont dotés de mémoires tampon. Chaque niveau de déclenchement identifie des objets dont le degré de raffinement dépend des informations disponibles. La précision s'améliore avec le niveau de déclenchement. On passe ainsi de l'exploitation des tours du calorimètre au L1 pour lequel la segmentation est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ à une identification d'électrons au L3 pour lequel les cellules du calorimètres sont utilisées. Les types d'objet ainsi que les paramètres utilisés dans leur définition (valeurs seuil, nombre d'objets, ...) sont précisés dans une liste de menus de déclenchements. Le comportement et les performances du système de déclenchement peuvent être testés à partir d'un simulateur, Trigsim. Cet outil permet de traiter des événements simulés mais aussi de processer des événements réels déjà enregistrés.

Le déclenchement L1 est constitué de modules électroniques programmables dont les informations sont collectées par un élément central, le TFW, qui décide si un événement doit être accepté par le L1. Il coordonne les différents vetos pouvant inhiber le déclenchement, fournit les facteurs de poids (prescale) et assure les tâches de communication entre l'électronique et le déclenchement central. Il fournit un comptage des différents sous-déclenchement et dispose d'informations provenant du calorimètre (L1CAL), du trajectographe (L1CTT) et des chambres à muons (L1Muon).

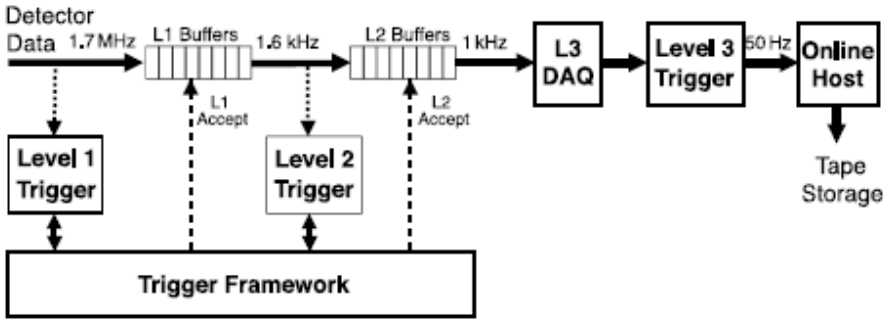


FIG. 1.9 – Schéma du système de déclenchement du détecteur DØ.

Le déclenchement L2 est à la fois "hardware" et "software". La décision est prise par le L2Global Worker qui est constitué d'un ensemble de préprocesseurs, classes C++ décrivant un objet spécifique du L2. Ces outils produisent une liste d'objets utilisée ensuite par des filtres permettant de prendre une décision (acceptation ou rejet d'une événement au L2). Les préprocesseurs collectent les données de l'électronique et du L1 et les analysent pour former des objets physiques pour chaque détecteur. On distingue les préprocesseurs liés aux calorimètres (L2CAL) pour identifier les jets, électrons, photons et évaluer l'énergie transverse manquante $\not\!\!E_T$, les préprocesseurs relatifs au trajectographe (L2CTT pour le CFT, L2STT pour le SMT) et aux détecteurs de pied de gerbes (L2CPS, L2FPS).

Le déclenchement L3 fournit une réjection supplémentaire par rapport au L2. Son objectif est de maintenir un flot de données acceptable tout en enrichissant les événements sélectionnés. Il procède à une reconstruction limitée des événements et sa décision repose sur les informations provenant d'objets physiques complets ou de relations entre ces objets comme un angle de séparation ou une masse invariante. Le L3 est purement "software" : les objets physiques sont définis par des algorithmes spécifiques sous forme de classes C++. Ces outils ont pour fonction d'accéder les données brutes, de localiser les dépôts d'énergie, de former des amas, d'appliquer les constantes d'étalonnage et enfin de reconstruire les objets (électron, photon, jet, vertex, énergie manquante dans le plan transverse $\not\!\!E_T$).

1.3.3 Le déclenchement L3 des électrons et photons (e/γ)

1.3.3.1 Définition d'un électron/photon au niveau 3

La décision de déclenchement au niveau 3 est prise à partir des informations émanant de filtres et d'outils. L'outil définit un objet donné (jet, électron,...) en fonction de certains critères, et le filtre procède à une sélection relative à cet objet. D'un point de vue technique, les filtres et outils sont représentés par des classes C++ intégrées dans un cadre de travail spécifique au niveau L3. Les éléments constitutifs de la liste de déclenchement sont des instances des classes mères ayant des paramètres donnés. En utilisant par exemple l'instance notée ELE_NLV_SHT (figure 1.10), il est possible de sélectionner un événement contenant au moins 1 candidat électron, d'une énergie transverse minimale de 25 GeV et de pseudo-rapidité inférieure à 3.6.

Les paramètres de l'outil définissant les électrons et photons au niveau 3 (classe L3TEle) sont donnés sur la Figure 1.11. On observe que cette définition fait appel à d'autres outils (CAL, CALUNP, TRACK, CPS, EMSEED) ce qui permet de construire des objets plus complexes. Ainsi le recours à l'outil TRACK permet-il de chercher une trace au niveau 3 associé à l'amas calorimétrique (CAL). Les paramètres spatiaux relatifs à cette association sont précisés via les valeurs de Cal_Track_dphi,Cal_Track_deta, Cal_Track_dcut, qui représentent les différences angulaires (en ϕ et η) entre l'amas calorimétrique et la trace extrapolée à l'entrée du calorimètre.

L'amas calorimétrique, résultat de l'application d'un algorithme de cône (ConeSize=0.25) sur les cellules du calorimètre ayant une énergie minimale de 1 MeV, forme le point de départ de la définition d'un électron/photon au L3. Il est doté d'une forte composante électromagnétique (EMFR > 0.9). De plus, l'identification repose sur la forme du développement de la gerbe dans le calorimètre électromagnétique, que l'on quantifie à partir de la dispersion de l'amas. Pour cela, les couches du calorimètre électromagnétique sont regroupées de façon à former trois étages. Pour un étage i, les coordonnées angulaires η_i et ϕ_i ainsi que la largeur $Width_i$ peuvent être estimées :

$$Width_i = \frac{\sum_{j=1}^{j=ncells_i} E_j * \Delta R_{ij}}{\sum_{j=1}^{j=ncells_i} E_j}$$

où E_j est l'énergie d'une cellule dans l'étage i, $ncells_i$ le nombre de cellules dans cet étage, et

$$\begin{aligned} \Delta R_{ij} &= \sqrt{\Delta\eta_{ij}^2 + \Delta\phi_{ij}^2} \\ \Delta\eta_{ij} &= \eta_i - \eta_j \\ \Delta\phi_{ij} &= \phi_i - \phi_j \end{aligned}$$

On peut alors calculer les largeurs pondérées :

$$RscWidth_i = Width_i * corr_eta(\eta_3) * corr_phi(\phi_3)$$

où η_3 et ϕ_3 sont les coordonnées du troisième étage. Les fonctions corr_eta et corr_phi ont été choisies à partir d'une optimisation de l'efficacité de déclenchement des électrons.
Dans la liste de déclenchement, les valeurs seuils des RscWidth sont assignées par Width_EMi (zone central $|\eta| \leq 1.1$) et Width_EMi (zone avant $|\eta| \geq 1.1$), i=1,2,3.

Pour chaque événement accepté par les niveaux 1 et 2, le filtre associé aux électrons et photons (classe L3FEle) examine tous les candidats et prend une décision en fonction des paramètres qui lui sont assignés. Cette décision est ensuite prise en compte pour un déclenchement au niveau 3 de façon globale.

Level 3 Filter Term Name/Version= **L3FEle(ELE_NLV_SHT,1,25.,0.,3.6,-99.,99.,-1.) / 1** , Use_Status= **used** , Current_Status= **local** , created by bellavan on 2006-06-02 10:54:22
Description: **Run IIb - requires one |eta| .lt. 3.6 electron with Et>25 GeV with tight shower shape requirements with non-linearity and vertex corrections.**
This Term is based on a Level 3 Filter Object Name/cvsPackage/Version= **L3FEle / l3filters / p19.00.00**

Order	Parameter	Type	Value	PVTVersion	Default
1	refset	tool	ELE_NLV_SHT	3	-
2	number	int	1	-	1
3	MinEt	float	**25.**	-	-
4	MinEta	float	0.	-	0.
5	MaxEta	float	**3.6**	-	2.5
6	MinEoverp	float	-99.	-	-99.
7	MaxEoverp	float	99.	-	99.
8	MinELike	float	-1.	-	-1.

FIG. 1.10 – Paramètres du filtre des électrons et photons au niveau 3.

Par souci d'amélioration des performances, le déclenchement est un domaine en permanente évolution. De 2003 à 2005, la valeur des pics de luminosité instantanée fournis par le Tevatron a augmenté de 5. 10^{31} $cm^{-2}s^{-1}$ à 1.3 10^{32} $cm^{-2}s^{-1}$. Cette croissance a nécessité d'adapter les outils de déclenchement, soit par l'ajustement de seuils, soit par le développement de nouveaux outils. Nous illustrons dans la suite les travaux réalisés dans le cadre du déclenchement de niveau 3 des électrons et photons.

This Term is based on a Level 3 Tool Object Name/cvsPackage/Version= **L3TEle / l3femtools / v00-01-82**

Order	Parameter	Type	Value	PVTVersion	Default
1	CAL	tool	CAL_CLUS4_PV3_NLC_ON	3	-
2	EMFR	float	.9	-	.9
3	Cal_Cps_dphi	float	.1	-	.1
4	Cal_Cps_dz	float	100.	-	100.
5	Cal_Cps_deta	float	.1	-	.1
6	Cal_Cps_dcut	float	**-.1**	-	.06
7	Cps_Track_dphi	float	.1	-	.1
8	Cps_Track_dz	float	5.	-	5.
9	Cps_Track_dcut	float	**-.1**	-	.5
10	Cal_Track_dphi	float	.1	-	.1
11	Cal_Track_deta	float	.1	-	.1
12	Cal_Track_dcut	float	**-.1**	-	.06
13	CALUNP	tool	NONE	1	NONE
14	TRACK	tool	NONE	1	NONE
15	CPS	tool	NONE	1	NONE
16	CHI2	float	-100.	-	-100.
17	EMSEED	tool	NONE	1	NONE
18	isolation	float	-1.	-	-1.
19	ConeSize	float	**.25**	-	-1.
20	Width_EM1	float	**1.8**	-	-1.
21	Width_EM2	float	**1.4**	-	-1.
22	Width_EM3	float	**1.15**	-	-1.
23	Width_ECEM1	float	**1.**	-	-1.
24	Width_ECEM2	float	**1.**	-	-1.
25	Width_ECEM3	float	**1.2**	-	-1.
26	tooltype	string	physics	-	physics

FIG. 1.11 – Paramètres de l'outil d'identification des électrons et photons au niveau 3.

1.3.3.2 Test de modifications du code source

Le code source de DØ subit une évolution permanente et les causes de cet état sont multiples : nouveaux outils développés, corrections d'erreurs, introduction de nouvelles constantes d'étalonnage par exemple. A chaque nouvelle distribution construite, il s'agit de vérifier si le résultat est conforme à ce qui est attendu. Pour le déclenchement, cette vérification ne se réduit pas seulement à une simple compilation suivie d'un test sur quelques événements. En effet, la distribution testée, si elle est certifiée, doit être mise en ligne en temps réel. Aussi les problèmes liés aux fuites de mémoires ou à la saturation de la bande passante par un déclenchement trop gourmand doivent-ils être détectés.

Dans ce but, une procédure a été mise au point dans le sous-groupe électrons et photons du L3. Une vérification systématique de toutes les variables intervenant dans la définition de l'outil est effectuée. Cette comparaison concerne les données simulées, mais aussi les données réelles. Le taux de déclenchement est vérifié à partir d'événements réels "Mark and Pass" (M&P) processés dans la simulation du déchement. Ces événements sont obtenus à partir d'un déclenchement de biais nul. Ils sont tous acceptés par le L3 et le taux est mesuré à partir de ceux pour lesquels un déclenchement donné est sensible.
Un exemple issu de cette procédure est donné Figure 1.12. Pour une variable (l'énergie transverse) d'une instance d'outil donné, les résultats de deux versions de code source, notées p15.06.00 et p16.00.00, sont tracés. L'origine de la différence a été identifiée (changement des constantes d'alignement des modules du calorimètre). Les tests complets ont permis de certifier la version p16.00.00 au niveau 3 pour ce qui concerne les électrons et photons.

1.3.3.3 Résolution d'un problème : l'asymétrie en η d'un déclenchement

Au cours d'une étude visant à mesurer les sections efficaces de production des processus $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ et $W \rightarrow e\nu$, le groupe de travail W/Z de DØ a mis en évidence une asymétrie en η d'un déclenchement de niveau 3 relatifs aux électrons/photons. Des études ont alors été menées au L3 et l'asymétrie a pu être reproduite : l'efficacité de déclenchement pour $\eta > 0$ était de 5 à 10 % plus faible comparée au cas $\eta < 0$. Après de multiples investigations et de tentatives infructueuses et frustrantes, le problème a été localisé et corrigé. Il était lié à la façon dont les corrections corr_eta et

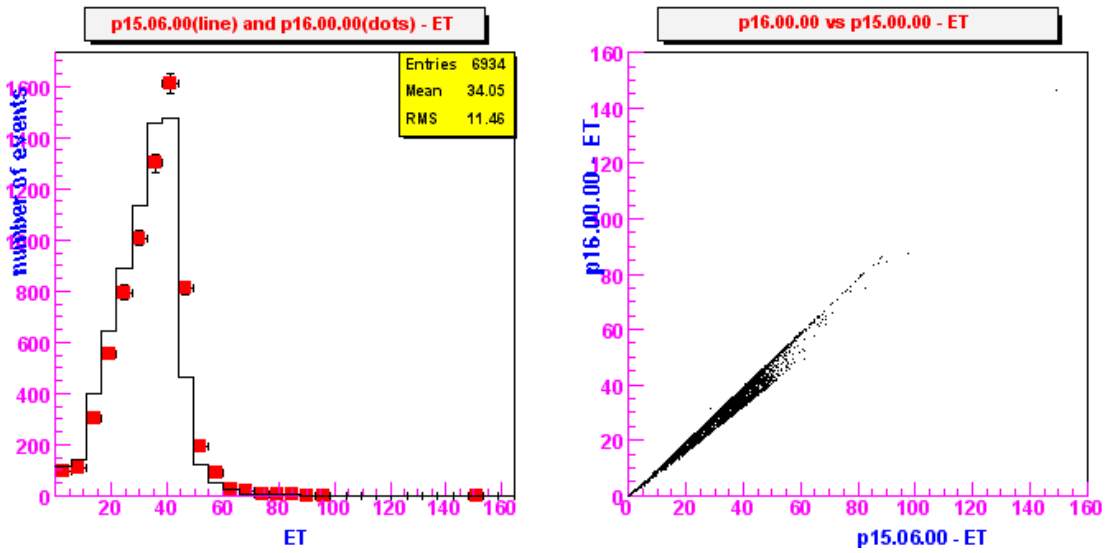


FIG. 1.12 – Comparaison entre deux versions de code source de l'énergie transverse d'un candidat électron correspondant à un outil donné.

corr_phi étaient appliquées lors du calcul des RscWidth. La figure 1.13 illustre l'effet du problème (à gauche) et l'efficacité obtenue après correction (à droite). Ces courbes ont été obtenues à partir d'événements simulés $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$. Le même effet a été obtenu à partir des données réelles.

1.3.3.4 Amélioration des outils et des performances

Performances du CPS Le détecteur de pied de gerbe a été installé au RunII dans le but d'améliorer l'identification des électrons et des photons ainsi que d'augmenter la réjection des événements multijets, à la fois durant les phases de déclenchement et de reconstruction complète. En 2003, le CPS n'était pas utilisé dans les menus de déclenchements du L3. Des études de performances ont été menées au sein du groupe e/γ. Pour cela des événements $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$ ont été utilisés. Pour un outil e/γ donné (instance de la classe L3TEle), une association spatiale des amas du CPS et du candidat électron/photon à partir du critère $\Delta R = \sqrt{(\eta_{elec} - \eta_{CPS})^2 + (\phi_{elec} - \phi_{CPS})^2} < 0.4$ a été effectuée et une efficacité d'association estimée. Les résultats ont été comparés à ceux de la reconstruction complète, obtenus par la même méthode. Une efficacité moyenne de 75% a été obtenue, à la fois au L3 et pour la reconstruction complète, avec de fortes variations en η (Figure 1.14) : pour $|\eta| < 0.5$, l'efficacité atteint 95%. La précision en position z au L3, comparée à celle de la reconstruction complète, est de 0.26 cm et la précision angulaire de 0.6 mrad. La même étude dans les données, à partir d'un lot relativement pur d'événements $W \rightarrow e\nu$, a montré que l'efficacité d'association était de l'ordre de 90%, sans dépendance en η. La précision en position z est de 0.6 cm et celle en ϕ de 2.7 mrad. Ces résultats montrent que les mesures effectuées au niveau 3 reproduisent celles obtenues à partir de la reconstruction complète.

Outil de discrimination des électrons Le développement longitudinal d'une gerbe électromagnétique est raisonnablement bien décrit par la paramétrisation suivante :

$$f(S) = \frac{1}{E_0}\frac{\beta^\alpha}{\Gamma(\alpha)}S^{\alpha-1}exp(-\beta S)$$

où :
f(S) : fraction d'énergie déposée au plan de coordonnée S.

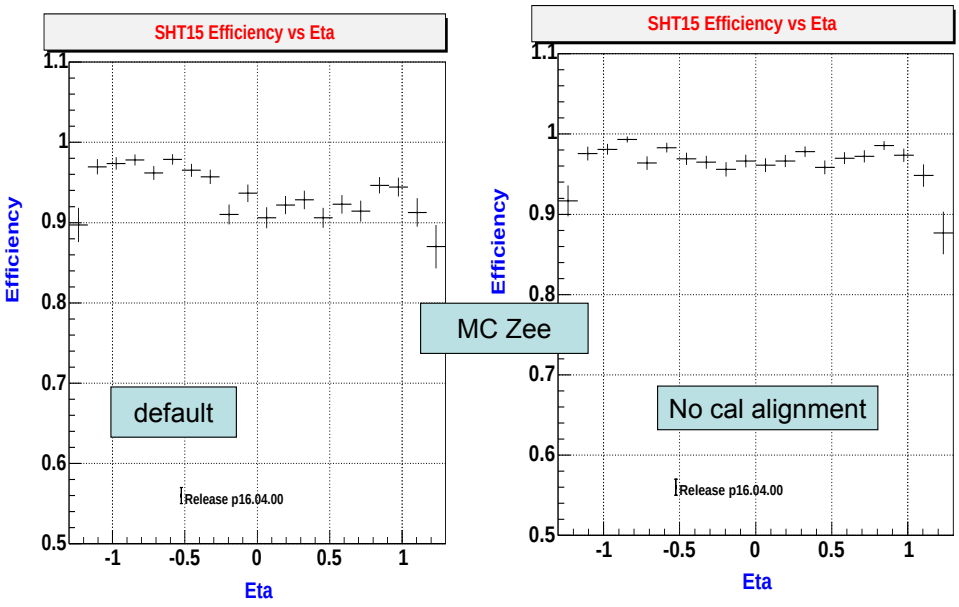


FIG. 1.13 – Comparaison entre deux versions de code source de l'énergie transverse d'un candidat électron correspondant à un outil donné.

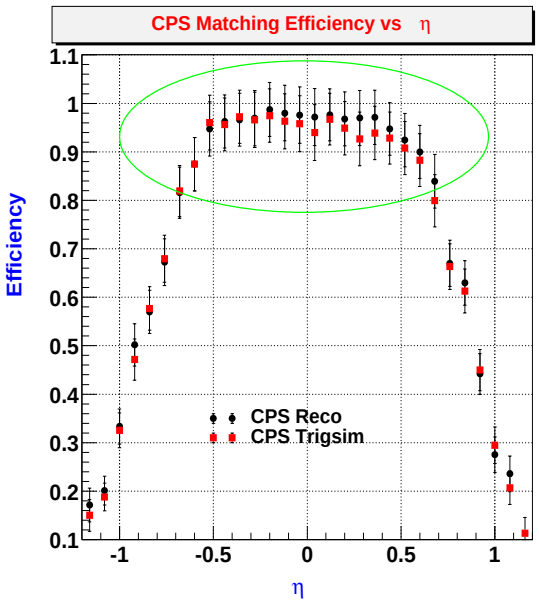


FIG. 1.14 – Comparaison de l'efficacité d'association des signaux du CPS avec les amas calorimétriques pour le déclenchement de niveau 3 (carrés rouges) et la reconstruction complète (points noirs).

S : position du dépôt d'énergie, en longueur de radiation X_0.
E_0 : énergie de la particule incidente.
$\alpha,\ \beta$: paramètres de la gerbe.
$\Gamma(\alpha)$: fonction d'Euler.
A partir des moments d'ordre $1 < S >$ et $2 < S^2 >$ de la distribution longitudinale, on déduit :

$$\frac{\beta}{\alpha} =< S >, \frac{1}{\alpha} = \frac{< S >^2 - < S^2 >}{< S^2 >}$$

L'énergie déposée par une particule dans le calorimètre permet d'estimer les moments de la distribution longitudinale :

$$< S^n >= \frac{\sum_{i=1}^{i=ncouches} E_i * X_{0i}^n}{\sum_{i=1}^{i=ncouches} E_i}$$

Les distributions $\frac{\beta}{\alpha}$ et $\frac{1}{\alpha}$ peuvent donc être évaluées et utilisées pour former deux estimateurs gaussiens :

$$R_3 = \frac{\frac{\beta}{\alpha} - < \frac{\beta}{\alpha} >}{\sigma(\frac{\beta}{\alpha})}, R_4 = \frac{\frac{1}{\alpha} - < \frac{1}{\alpha} >}{\sigma(\frac{1}{\alpha})}$$

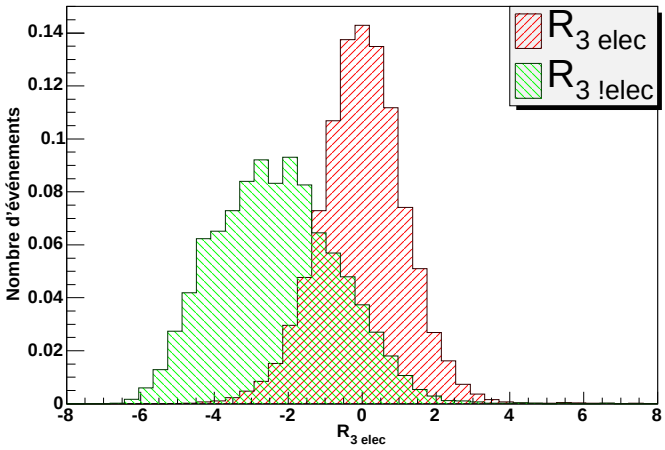


FIG. 1.15 – Distribution des valeurs du discriminateur gaussien R_3 au niveau 3 pour des électrons (hachures rouges) et pour des particules qui ne sont pas des électrons (π^0, $\pi^{\pm}$, μ, ...) (hachures vertes).

Ces estimateurs R_3 et R_4 peuvent être utilisés comme outil de discrimination des électrons, comme l'illustre la figure 1.15. Il est possible d'atteindre des puretés de 96% pour des efficacités de 80%. Ces résultats ont été obtenus à partir d'événements simulés $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$et représentent une partie des travaux de thèse de Fabrice Tissandier [14], que j'ai co-encadrée. Ils n'utilisaient pas les détecteurs de pied de gerbe. L'ajout de celui-ci, combiné avec une utilisation judicieuse de R_3 et R_4 devrait permettre d'améliorer les performances en termes d'efficacité et de pureté.

Corrections en énergie et cellules d'énergie négatives L'un des objectifs du groupe impliqué dans le L3 est d'améliorer en permanence l'efficacité de déclenchement tout en maintenant un taux d'acceptation compatible avec la bande passante. La comparaison des résultats obtenus au niveau 3 avec ceux issus de la reconstruction complète en terme de moment transverse par exemple permet

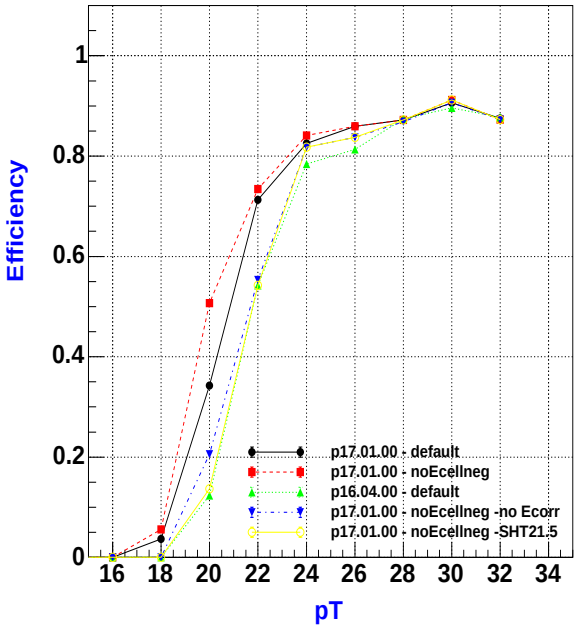


FIG. 1.16 – Etudes efficacité de déclenchement des électrons. La référence est donnée par la courbe labellée "p16.04.00 - default", qui ne contient pas les corrections (η, ϕ) mais les objets L3 sont formés avec les cellules d'énergie négative. La courbe labellée "p17.01.00 - default" a été obtenue en incluant les corrections (η, ϕ). La courbe labellée "p17.01.00 - noEcellneg" a été obtenue dans les mêmes conditions que "p17.01.00 - default" mais les cellules d'énergie négative n'ont pas été prises en compte dans la formation des objets L3. La courbe labellée "p17.01.00 - noEcellneg - no Ecorr" a été obtenue sans corrections (η, ϕ) et sans cellules d'énergie négative. La courbe labellée "p17.01.00 - noEcellneg - SHT21.5" a été obtenue dans les mêmes conditions que "p17.01.00 - noEcellneg" sauf que le seuil de déclenchement a été relevé à 21.5 GeV.

en particulier d'estimer les performances du déclenchement. Deux études visant à perfectionner le déclenchement ont été menées. L'une a consisté à appliquer des corrections calorimétriques en (η, ϕ) [15] estimées originairement au niveau de la reconstruction complète aux objets électromagnétiques du niveau 3. Dans l'autre étude, les cellules d'énergie négatives (après soustraction des piédestaux) n'ont pas été considérées dans la formation des objets au niveau 3. Le résultat de ces études est résumé sur la figure 1.16. Ils ont été obtenus à partir d'événements Monte-Carlo $W(\rightarrow e\nu)$+jets. Par rapport à la courbe de référence (labellée "p16.04.00 - default") il apparaît clairement que l'introduction des corrections calorimétriques en (η, ϕ) permet d'améliorer le déclenchement : pour un électron ayant un moment transverse de 20 GeV, l'efficacité croît de 12 à 35%. Le fait de ne pas inclure les cellules d'énergie négative permet d'augmenter encore les résultats : l'efficacité de déclenchement est de 50% pour un électron de p_T de 20 GeV. Néanmoins, la valeur de l'efficacité de déclenchement n'est pas le seul critère de jugement des performances. Il s'agit également de prendre en compte l'augmentation du taux de déclenchement, qui ne doit pas être prohibitif. Or l'étude tend à montrer que le taux de déclenchement augmenterait de 366% (par rapport à la version p16.04.00, en ligne au moment de l'étude) si les corrections en (η, ϕ) sont incluses. Néanmoins, si en plus on ne considère pas les cellules d'énergie négative, le taux est toujours trop élevé(+32%). Pourtant, ces deux effets permettent d'améliorer l'accord entre les quantités calculées au L3 et celles estimées à partir de la reconstruction complète. Un moyen d'en garder le bénéfice est d'augmenter sensiblement le seuil de déclenchement (de 20 à 21.5 GeV).

Les thèmes abordés dans ce chapitre concernent deux phases du cycle d'exploitation d'un détecteur de physique des particules : l'une se rapporte à l'installation, la mise en place, l'étape de tests ; l'autre s'intéresse à la phase de fonctionnement, de maintenance et d'amélioration des performances. Ces deux étapes doivent être réalisés avec soin. La qualité des données acquises en dépend.

L'électronique d'acquisition de la calorimétrie du détecteur CDF est rapide, elle fonctionne à une fréquence de 7.6 MHz, stable et fiable. Les calorimètres de CDF disposent en outre d'un système complet d'étalonnage permettant notamment de suivre l'évolution du comportement des éléments constitutifs au cours du temps et de pallier aux pertes de gains dues du vieillissement.

Le déclenchement de niveau 3 du détecteur DØ exploite des informations issues d'outils sophistiqués dans le but de sélectionner efficacement des événements ayant un intérêt physique certain. Les électrons et photons sont identifiés essentiellement à partir de dépôts calorimétriques. Les outils utilisés sont en constante amélioration, dans le but d'accroître l'efficacité de détection tout en maintenant un taux de déclenchement compatible avec la bande passante disponible.

Bibliographie

[1] RunII Handbook, http ://www-bd.fnal.gov/lug/runII_handbook/RunII_index.html, 1999.

[2] K. Koba, *et al.*, Proceedings of the 2003 Particle Accelerator Conference (PAC03), May 2003.

[3] Electron Cooling Rookie Book, http ://www-ecool.fnal.gov/ecool_rookie_book.html.

[4] V. Papadimitriou, Collider Status and Plans, DØ Workshop, june 2009.

[5] The CDF II Detector - Technical Design Report Fermilab-Pub-96/390-E

[6] L. Balka, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A 267 (1988) 272.

[7] S. Bertolucci, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A 267 (1988) 301.

[8] S. R. Hahn, *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A 267 (1988) 351.

[9] Ph. Gris, présentation au meeting calorimètre, 17 juin 1999.

[10] Analysing LED/XEF data with DBANA, Ph. Gris, CDF note, CDF/DOC/ONLINE/CDFR/5500, novembre 2000.

[11] Calibration of the CDF Central Calorimeter, A. kovalev, Ed. Mckigney, H. W. Williams, Y. Oh, Ph. Gris, S. Hahn, CDF note, CDF/DOC/CALORIMETRY/PUBLIC/5497, novembre 2000.

[12] New LER and SCL for the CDF Central Calorimeter, A. kovalev, Ed. Mckigney, H. W. Williams, Y. Oh, Ph. Gris, S. Hahn, CDF note, CDF/DOC/CALORIMETRY/PUBLIC/5497, novembre 2000.

[13] V.M. Abazov, *et al.*, Nucl.Instrum.Meth.A565 (2006) 463.

[14] Recherche de paires de stops dans le canal $b\bar{b}e\mu\not{E}_T$ auprès de l'expérience DØ, F. Tissandier, thèse soutenue le 9 octobre 2007, PCCF T 0707.

[15] Energy corrections for geometry effects for electrons in Run II, S. Crépé, DØ note 4023, septembre 2002.

Chapitre 2

au LHC : ATLAS

Le LHC et le Tevatron présentent de nombreuses différences, tant dans la nature des collisions mises en jeu que dans les caractéristiques nominales affichées (énergie dans le centre de masse et luminosité instantanée). Mais ils doivent tous les deux répondre à la même exigence : assurer un fonctionnement stable et fiable. Les détecteurs chargés de collecter les produits des collisions sont soumis à la même requête. Dans ce but, chacun de leurs constituants doit être individuellement testé avant de prendre place au sein du détecteur. Des contrôles supplémentaires sont réalisés dans les phases d'assemblage et de fonctionnement, comme cela l'a été illustré au cours du chapitre précédent.

L'étape de production des éléments d'un détecteur de physique des particules est ici illustré par la réalisation des cartes électroniques associées au système de hautes tensions du calorimètre hadronique de l'expérience ATLAS. L'objectif est de fournir un ensemble fiable, stable et répondant à un cahier des charges précis. Ce chapitre expose les différents contrôles réalisés dans ce but. Le premier aspect se rapporte aux tests de fonctionnement, et les diverses étapes permettant de certifier le système sont présentées. Le deuxième aspect concerne la tenue aux irradiations. Au LHC, le taux élevé d'interactions induira des doses importantes de neutrons et de photons. Les effets suscités par ces particules peuvent compromettre l'utilisation d'un système électronique. Des campagnes de tests touchant les cartes électroniques du système de hautes tensions ont été menées dans le but d'identifer les potentiels problèmes crées par les irradiations. Les résultats obtenus et les mesures prises pour pallier aux effets observés sont rapportés dans ce chapitre.

2.1 Le LHC

Le Large Hadron Collider (LHC) est un collisionneur proton-proton situé au CERN près de Genève. Dans une phase de fonctionnement nominal, l'énergie produite sera de $\sqrt{s} = 14$ TeV et la luminosité instantanée produite de $10^{34}\ cm^{-2}s^{-1}$. Le temps de croisement des faisceaux est de 25 ns et le nombre d'interactions par croisement est de 23 en moyenne.

Le LHC fut imaginé dès les années 80, avant la construction du tunnel du LEP, et approuvé par le CERN en 1994. Les premiers faisceaux ont circulé dans l'anneau de 27 km de circonférence en 10 septembre 2008. Le 20 septembre 2008, un connexion défectueuse entre deux aimants a entraîné une forte fuite d'hélium dans le tunnel et des dommages mécaniques. Pour éviter que de tels désagréments ne se produisent lors du fonctionnement du LHC, de nouveaux systèmes de protection ont été mis au point pour la machine et tous les aimants ont été vérifiés. La fin de cette dernière opération a eu lieu le 30 avril 2009. Après installation des nouveaux systèmes de sécurité et une phase de tests, le LHC a redémarré au mois de novembre 2009 et fournira en 2010 des collisions à une énergie de $\sqrt{s} = 7$ TeV puis de 10 TeV. Un fonctionnement sans interruption jusqu'à l'automne 2010 devrait permettre de collecter une luminosité de l'ordre de 200 pb^{-1}. Le pic de luminosité instantanée serait de l'ordre de 10^{31}-$10^{32}\ cm^{-2}s^{-1}$.

Comparées à celles du Tevatron, les caractéristiques nominales du LHC sont foncièrement différentes : l'énergie dans le centre de masse est 7 fois plus grande et la luminosité instantanée 100 fois plus élevée. Les domaines de masse explorés seront donc beaucoup plus étendus au LHC, ce qui rend d'autant plus intéressantes les recherches de processus rares au delà du Modèle Standard. La nature du collisionneur (pp contre $p\bar{p}$) aura également un impact sur la production des processus physiques, comme nous le verrons ultérieurement.

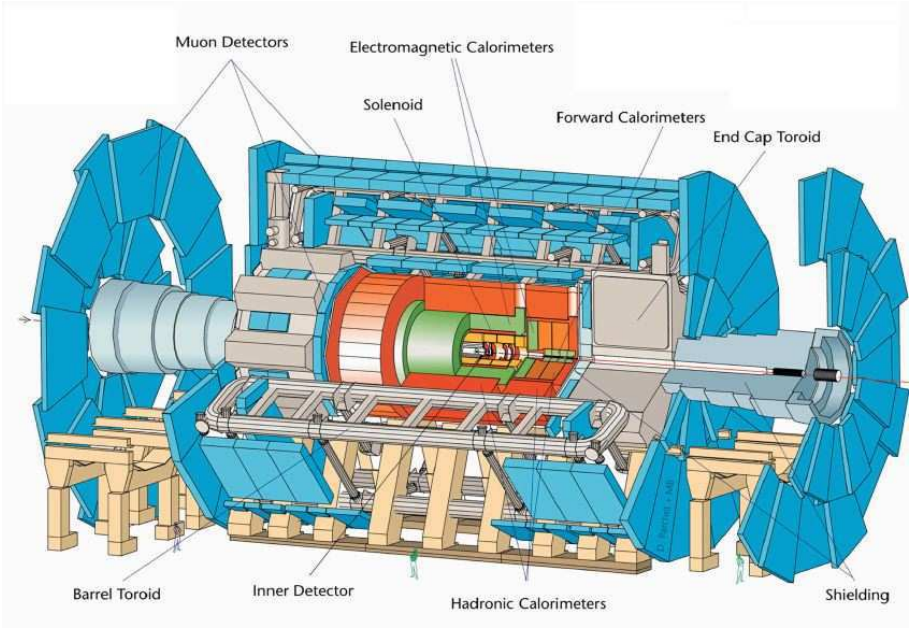


FIG. 2.1 – Le détecteur ATLAS.

2.2 Le détecteur ATLAS

ATLAS (Fig. 2.1) [1] est l'une des deux expériences généralistes située auprès du LHC. Ses atouts résident dans une très bonne calorimétrie électromagnétique, une couverture hadronique complète, et un excellent trajectographe à muon. Avec une demi-longueur de 23 m et un rayon externe de 20 m, ATLAS dépasse largement en taille les détecteurs du Tevatron : DØ, caractérisé par une demi-longueur de 10 m et un rayon externe de 6 m, serait contenu dans le calorimètre hadronique (TileCal) central !

La calorimétrie hadronique central du détecteur ATLAS est dotée d'une technologie similaire à celle de CDF : le TileCal est un calorimètre à échantillonnage ayant un scintillateur plastique comme milieu actif, et la lumière issue d'un dépôt d'énergie est transmise à des PMTs par des fibres à décalage de longueur d'onde (Fig. 2.2 gauche). Une autre similitude avec CDF réside dans son système d'étalonnage : une source radioactive de ^{137}Cs (Fig. 2.2 droite) permet de vérifier la qualité et l'uniformité de la réponse optique ainsi que d'égaliser les réponses des cellules du calorimètre en ajustant les tensions appliquées aux PMTs. De plus, un laser permet de suivre les réponses des PMTs fréquemment au cours du fonctionnement d'ATLAS : alors que les étalonnages par source radioactive auront lieu quatre à cinq fois pas an (environ sept à huit heures sont nécessaires à la source pour parcourir entièrement le TileCal), le laser sera déclenché régulièrement à une fréquence de 1 à 2 Hz. Il permettra de suivre l'évolution des gains des PMTs avec une précision relative de 0.5%. Dans le cadre de notre activité sur le TileCal, nous avons plus particulièrement été impliqués sur le système de hautes tensions dont l'objectif est de fournir aux PMTs une alimentation stable

et fiable. Le système de cartes électroniques permettant de remplir cet objectif est décrit dans la suite. Les tests de fonctionnements effectués et les performances obtenues sont résumées.

2.3 Le système HT du TileCal

Le cahier des charges imposé au système de hautes tensions du TileCal comprenaient les principaux points suivants [2] :

- délivrer une tension stable aux PMTs : les performances en terme de physique imposent une variation relative de gain inférieure à 0.5% ce qui correspond à une variation de tension de 0.45 V pour les PMTs choisis pour le TileCal (Hamamatsu R5900) [3],
- la sensibilité aux variations de températures ne doit pas excéder la sensibilité intrinsèque des PMTs : $<<$ 0.2 V/^{o}C,
- un bruit électronique inférieur à 200 mV (rms),
- un respect des espaces disponibles,
- une insensibilité au champ magnétique,
- une faible sensibilité aux irradiations.

Le TileCal est formé de trois parties, une centrale et deux étendues, chacune organisée en 64 modules. Chacun de ces 256 modules peut renfermer jusqu'à 48 PMTs. L'électronique de lecture du TileCal et le système de hautes tensions sont "embarqués" dans les modules. Les cartes électroniques sont placées sur des supports parallélélipédiques en aluminium appelés super-tiroirs qui contiennent également les PMTs (Fig. 2.3).

Le système de hautes tensions est formé de deux types de cartes [2] : HVmicro et HVopto. Chaque super-tiroir est formé de deux tiroirs renfermant une carte HVmicro et une carte HVopto (tiroir externe) et une carte HVopto (tiroir interne) fixées sur des cartes HVbus assurant la transmission des signaux. Les deux cartes HVbus sont reliées par une carte flexible dénommée HVflex.

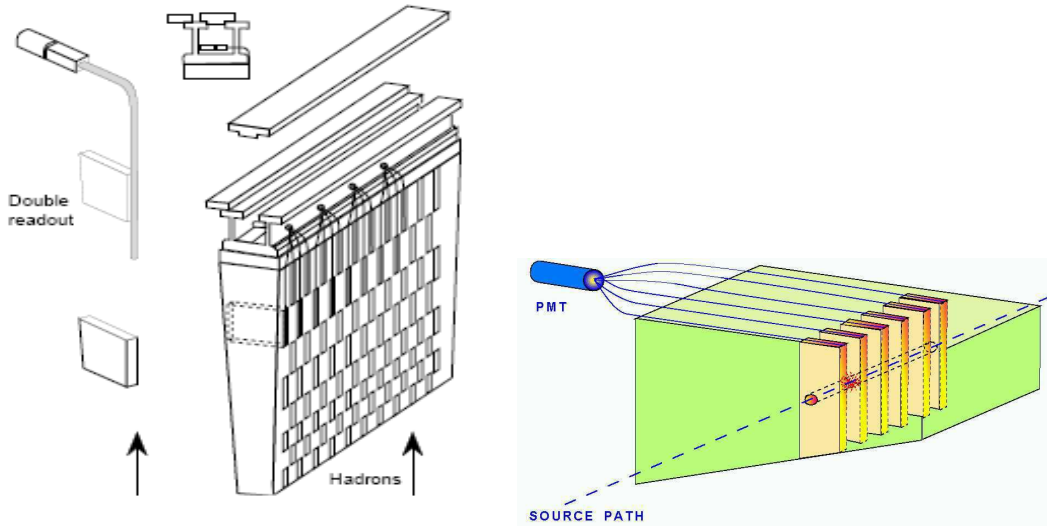


FIG. 2.2 – Schéma simplifié d'un module du TileCal (gauche) et du système d'étalonnage par source radioactive (droite).

2.3.1 Description du système : cartes HVmicro et HVopto

La carte HVmicro (Fig. 2.4) est une carte de contrôle permettant de gérer deux cartes HVopto. Elle assure la communication avec l'extérieur du super-tiroir (via le micro-contrôleur et le CAN-

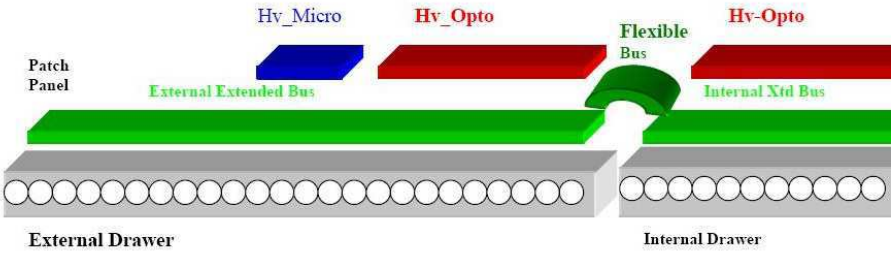


FIG. 2.3 – Schéma d'un super-tiroir, côté hautes tensions.

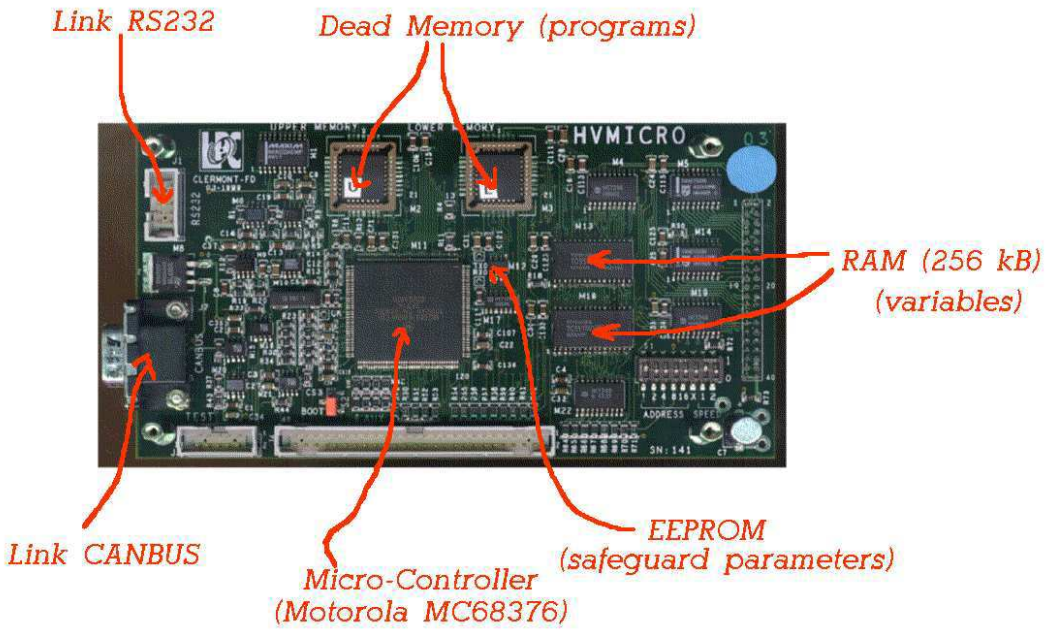


FIG. 2.4 – Carte HVmicro et ses principaux composants.

bus[1]), reçoit les ordres (par exemple la valeur de la haute tension à appliquer à un canal donné) qu'elle transmet aux cartes HVopto et elle collecte les réponses de ces dernières qu'elle transmet au système général de contrôle du détecteur d'ATLAS, le Detector Control System ou DCS. HV-micro mesure également les basses tensions (+5V, +15V, -15V) alimentant les cartes du système de hautes tensions.

La carte HVopto (Fig. 2.5) permet d'alimenter jusquà 24 PMTs individuellement. Le système de régulation retenu est essentiellement constitué d'un convertisseur numérique-analogique, d'une boucle de régulation et d'un convertisseur analogique-numérique. Le premier convertisseur reçoit les ordres de la carte HVmicro transmis vis les cartes HVbus. A partir de la tension résultante, la boucle de régulation, dont l'élément principal est un optocoupleur [2] (ou photocoupleur), ajuste la tension appliquée au PMT correspondant. Cette tension est numérisée par le deuxième convertisseur et les informations sont alors collectées par le micro-contrôleur de la carte HVmicro. Il est par ailleurs possible "d'éteindre" une demi-carte HVopto et de n'alimenter que 12 PMTs. Enfin, sept sondes permettent de suivre l'évolution de la température au sein d'un super-tiroir.

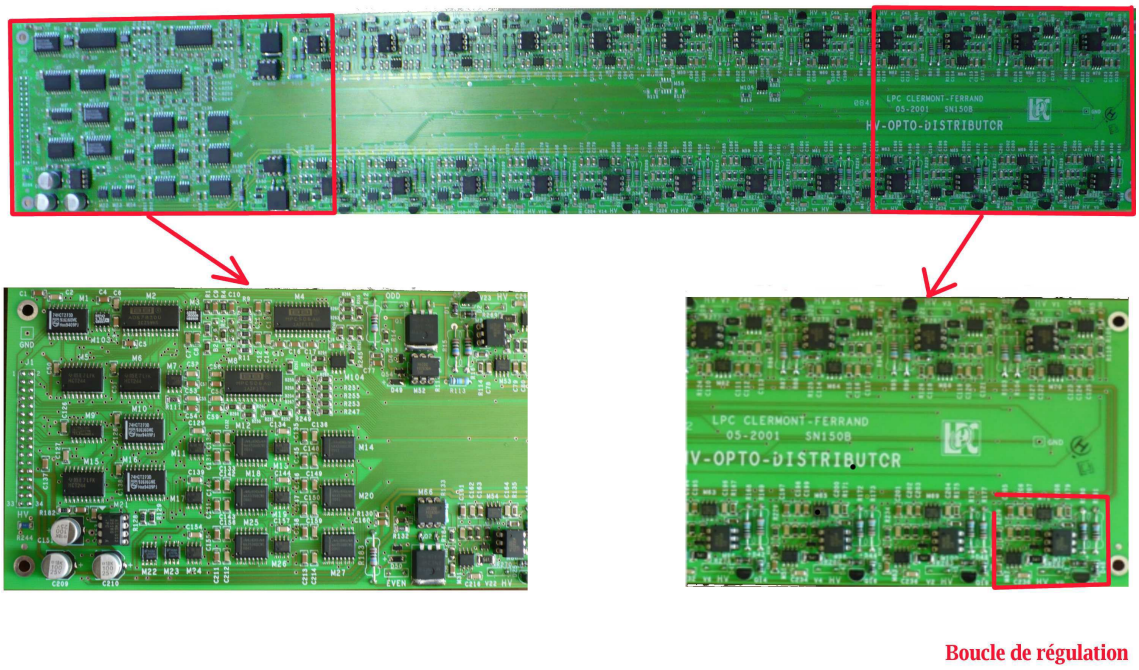


FIG. 2.5 – Carte HVopto.

2.3.2 Production et tests

Le système HT du TileCal doit vérifier deux critères importants : fiabilité et stabilité. Ces deux aspects sont imposés par la durée de fonctionnement du LHC, au moins une dizaine d'années, et par la localisation du système au sein du TileCal : le fait d'être "embarqué" implique un accès restreint et un élément défectueux ne peut être remplacé qu'au cours d'un long arrêt du LHC et d'une ouverture du détecteur ATLAS. Un contrôle qualité strict a été mis en place dans le but d'éliminer,

[1] Le CANbus est un système de bus série qui permet la dialogue entre micro-contrôleurs et autres composants.

[2] L'optocoupleur est un composant électronique analogique constitué d'une LED et d'un photo-transistor de type NPN ou CMOS [4].

le plus tôt possible au cours du processus de certification, les éléments défectueux. Toutes les cartes du système HT, c'est-à-dire 275 cartes HVmicro (plus une vingtaine de cartes de rechange), 545 HVopto (plus une trentaine de cartes de rechange), 512 cartes HVbus (plus 25 rechanges) et 256 cartes HVflex (plus 12 de rechange), ont subi un ensemble de tests depuis leur réception au LPC jusqu'à leur installation définitive dans le détecteur. Le contrôle des cartes HVbus et HVflex a consisté en de simples vérifications de continuité électrique. La certification des cartes HVmicro et HVopto fut plus complexe.

Les premiers tests furent effectués dès la réception du fabricant. Les cartes ont subi en premier lieu des contrôles fonctionnels (par exemple un essai de dialogue avec le micro-contrôleur de la carte HVmicro) avant d'être soumises à un vieillissement accéléré : pour éliminer les composants fragiles, les cartes, sous tensions, furent placées dans un four porté à 65^{o}C. Une nouveau test fonctionnel fut ensuite réalisé et l'étalonnage des cartes HVopto effectué. Cela concernait notamment les convertisseurs (analogique-numérique et numérique-analogique) et les sondes de températures. Les coefficients d'étalonnage furent mémorisés dans les mémoires (EEPROM) des cartes HVopto. Un test dit de longue durée fut ensuite effectué : pendant deux semaines, les cartes ont été soumises aux conditions de fonctionnement les plus extrèmes pour lesquelles la boucle de régulation fut le plus sollicitée. Cette procédure permit d'éliminer, en deux jours en moyenne, les optocoupleurs dont le courant de fuite tendait à augmenter au cours du temps. Après ces deux semaines, les cartes furent à nouveau étalonnées et certifiées si ces derniers tests étaient concluants. Pour un composant donné, le taux de défaillance, rapporté au nombre total de cet élément dans le système HT, est au plus de 3.7%. Le tableau 2.1 donne la liste des composants présentant le taux de défectuosité le plus élevé. La plupart des composants concernés sont des éléments de la boucle de régulation. On constate que les tests fonctionnel et de longue durée sont parmi les plus efficaces dans la détection d'éléments défaillants. La précision du système HT a pu être évaluée au cours de ces différents contrôles. Une RMS de 0.07 V et de 0.1 V (1 coup ADC) a été obtenue à partir de l'étalonnage des convertisseurs. Avec une précision meilleure que 0.02%, le système est très performant. La dernière carte HVopto fut certifiée en avril 2004.

Composant	optocoupleur (MOC8204)	résistance HT	transistor (BSR 18)	transistor (MPSA44)	amplificateur opérationnel (OPA177/2277)
Taux défaillance	3.7%	2.3%	0.8%	0.6%	0.2%
Test fonctionnel	4%	44%	79%	22%	76 %
Vieillissement	9%	29%	11%	7%	16%
Test longue durée	86%	25%	7%	55%	8%
Etalonnage	1%	2%	3%	16%	0%

TAB. 2.1 – Taux de composants défectueux éliminés au cours du contrôle qualité des cartes HVopto.

Après certification, les cartes furent utilisées lors de l'assemblage des super-tiroirs, réalisé au LPC de Clermont-Ferrand. On associa alors une carte HVmicro à deux cartes HVopto. Là encore des tests du système HT furent effectués. En particulier les différences entre tensions souhaitées (consigne) et observées (à la sortie des boucles de régulation) ont été observées. Tous les tests ont été effectués par le truchement de la carte HVmicro. Les résultats du banc de test d'assemblage indiquent que 99% des canaux avaient une précision relative inférieure à 0.5%.

La communauté du TileCal a décidé de soumettre 12% des modules du calorimètre à des faisceaux de pions au CERN. Au cours de cette opération, des super-tiroirs munies de cartes ayant subi un certain nombre de tests ont été instrumentés. Cela a été l'occasion de tester le système HT dans des conditions proches de la configuration définitive. Une très bonne stabilité a été observée : la RMS des HT, sur une période de quelques jours, est de l'ordre de 0.02-0.03V, bien en deçà de la

valeur requise de 0.45V [5].

Lors de l'installation définitive des tiroirs dans le TileCal, de nouvelles vérifications du système HT ont été effectuées à l'aide d'un banc de tests portable baptisé mobiDICK [6] . Le fonctionnement des cartes fut éprouvé (communication avec la carte HVmicro, paramètres des basses tensions, sondes de températures). Des hautes tensions de 600 et 700 V furent requises par mobiDICK. Les mesures données par les cartes HVopto furent comparées à ces consignes et une erreur apparaissait lorsque la différence était supérieure à 2 V. Dans ces conditions, la précision du système HT a été estimée à 0.34 V (0.30 V) pour une consigne de 700 V (600 V) soit une erreur de 0.05%. Des tests supplémentaires furent effectués avec les hautes tensions appliquées sur les PMTs.

2.3.3 Sensibilité aux irradiations

Le taux élevé d'interactions *pp* dans ATLAS induira des doses d'irradiation importantes. Les neutrons de basses énergies et les photons issus notamment d'interactions nucléaires pourront intéragir dans le détecteur et en altérer la réponse. Le TileCal ne sera pas épargné et le système HT pourra subir lui aussi des flux de neutrons et de photons pouvant entraîner des désagréments tels que la perte d'une alimentation pour un PMT donné. Aussi une campagne de tests aux irradiations a-t-elle été entreprise dans le but d'estimer les impacts des neutrons et photons sur le fonctionnement du système HT du TileCal. Cette démarche s'inscrivait dans une politique globale définie par ATLAS [7] dans le but de qualifier les composants électroniques de tout le détecteur vis-à-vis des taux d'irradiations attendus pendant la dizaine d'années de fonctionnement du LHC. Trois types d'effet peuvent être distingués :

- Non Ionizing Energy Loss (NIEL) : ces effets proviennent des protons, neutrons et photons. Les collisions en cascade dans les atomes des semi-conducteurs entraînent des modifications du réseau cristallin le long des traces des particules secondaires. Cela peut se traduire par une diminution du temps de vie ou de la mobilité des porteurs de charge. L'effet global pour un composant donné se traduit par une variation de sa réponse (décroissance de gain d'un optocoupleur par exemple).
- Total Ionizing Dose (TID) : les photons dotés d'une énergie de l'ordre du MeV créent dans un oxyde (SiO_2 par exemple) des paires électron-trou. Une recombinaison partielle peut avoir lieu mais une partie des produits créés dérivent sous l'action du champ électrique. Les électrons, plus mobiles, s'échappent alors que les trous sont piégés. Il en résulte une charge positive nette dans le composant et une variation de sa réponse.
- Single Event Effect (SEE) : cet effet est induit par un fort dépôt d'énergie dans un petit volume d'un composant électronique. La charge produite le long du trajet de la particule ionisante peut induire de forts courants entraînant par exemple des changements accidentels de bit dans une mémoire. On distingue plusieurs types de SEE :
  - "soft SEE" : ils sont éliminés par une mise à zéro ou par une réécriture de mémoire.
  - "hard SEE" : il peut entraîner un changement définitif dans le système.
  - "destructive SEE" : il conduit à la destruction du système impliqué.

Pour chacun de ces types d'irradiations, les doses attendues ont été simulées et pondérées par des facteurs de sécurité prenant notamment en compte les incertitudes de la modélisation et les caractéristiques des composants testés (par exemple s'ils sont issus d'un même lot de fabrication, s'ils ont subi le test de vieillissement dans un four, ...). Un illustration des doses attendues est donnée sur la figure 2.6.

Les doses attendues dans le TileCal ne sont pas parmi les plus élevées : le flux attendu de neutrons est cent fois plus grand dans les zones avant du TRT. Par ailleurs, les irradiations ne représentent pas un souci exclusivement au LHC : elles sont aussi des effets au Tevatron. Les détecteurs de vertex sont particulièrement concernés. Ainsi dans DØ il a été estimé que la première couche du détecteur de vertex, située à une distance de r = 2.7 cm de l'axe du faisceau, avait subi une dose de 4 10^{12} $MeV.n.cm^{-2}$ pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1}. Ceci représente cinq fois

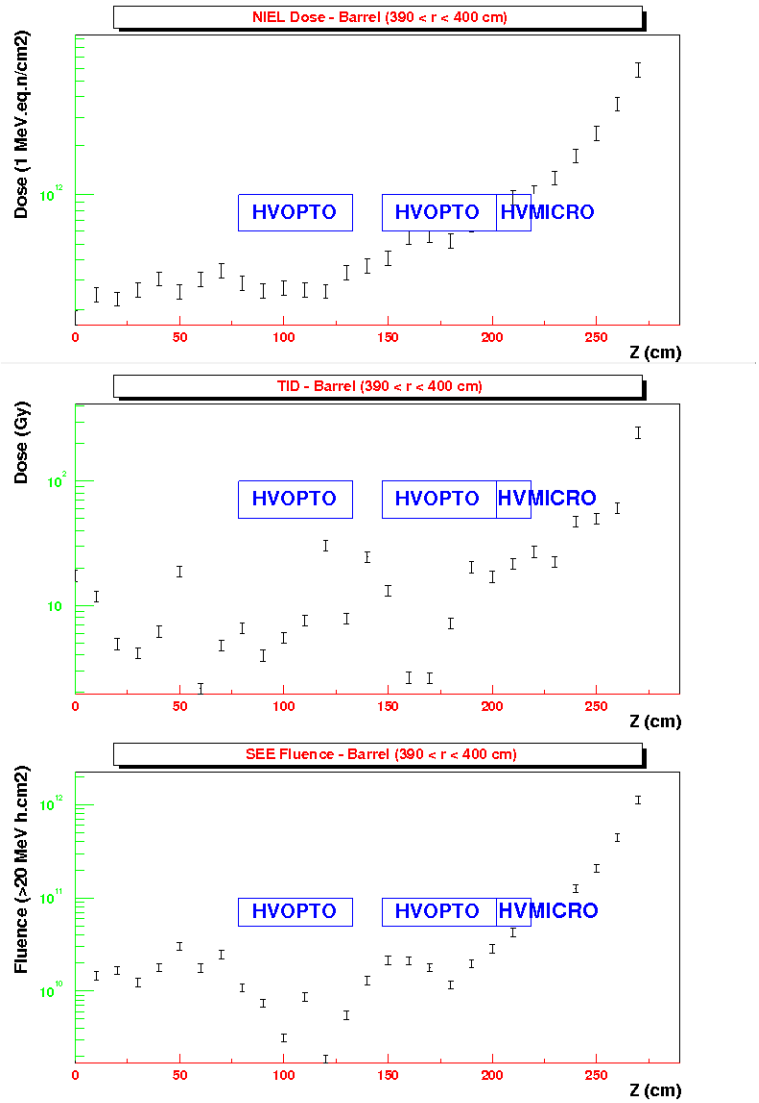


FIG. 2.6 – Doses d'irradiations attendues dans la partie centrale du TileCal : NIEL (haut), TID (milieu) et SEE(bas).

la dose la plus élevée attendue sur une carte HVopto, en dix années de fonctionnement du LHC. L'effet des radiations se traduit par une modification de la réponse du détecteur via les porteurs de charges dans le semi-conducteur. La tension de déplétion appliquée doit être augmentée pour compenser ces effets et le détecteur cesse d'être utilisable losrque la tension dite de claquage est atteinte. Ainsi, la couche Layer 1 de DØ sera-t-elle difficilement exploitable au delà d'une luminosité intégrée de 9 à 10 fb^{-1} [8].

Trois campagnes de tests correspondant à chacun des effets attendus ont été effectuées. Les résultats furent les suivants :

2.3.3.1 Tests NIEL : Prospéro (Dijon) - décembre 2001 [9]

Seuls les composants n'utilisant pas une technologie CMOS[3] ont été soumis à un flux de neutrons de basse énergie. La dose appliqueé sur les 10 échantillons de chaque élément testé, 9.66 10^{11} (8.7 10^{11}) $MeV.n.cm^{-2}$, correspond à 9 (10.8) années équivalentes de fonctionnement d'ATLAS pour les cartes HVmicro (HVopto). Les mesures effectuées avant et après irradiation ont montré qu'un optocoupleur (MCT2) permettant, sur une carte HVopto, de n'alimenter qu'un quart de tiroir, montrait quelques faiblesses. Ce composant a été remplacé par un optocoupleur résistant à ce type d'irradiation (celui présent dans la boucle de régulation). Les autres composants ont présenté des variations de fonctionnement de l'ordre de quelques pourcents .

2.3.3.2 Tests TID : Pagure(Saclay) - novembre 2001 [10]

10 cartes HVmicro et 10 cartes HVopto ont été exposées à des doses de 45±4.5 Gy et 62±6.2 Gy, respectivement, ce qui correspond à environ 20 ans de fonctionnement du LHC. La source de ^{60}Co utilisée produisait des photons d'énergies de 1.173 et 1.332 MeV. Aucun effet n'a été constaté sur les cartes HVmicro. Par contre, diverses mesures effectuées au cours de l'irradiation a permis de mettre en évidence certains composants sensibles des cartes HVopto :

- La réponse des convertisseurs analogique-numérique, composants permettant d'estimer la tension appliquée à un PMT, a présenté une perte de l'ordre de 0.04% par an, aboutissant à 0.5% au bout de 12 à 13 années équivalentes de fonctionnement d'ATLAS. Cet effet peut être corrigé à partir de l'utilisation d'une tension de référence de 1.23 V présente sur les cartes HVopto (Fig. 2.7).
- la tension réelle en sortie de boucle de régulation a été mesurée au cours de l'irradiation à partir d'un multimètre et a varié au cours du temps : l'effet est de l'ordre de 0.4% au bout de 20 années équivalentes ATLAS. Notons que la HT peut soit augmenter, soit baisser (Fig. 2.8).

Après ces irradiations toutes les cartes fonctionnaient. Un simple ré-étalonnage des cartes HVopto a permis de compenser les effets observés. Au cours du fonctionnement d'ATLAS, les pertes de gains seront suivis par le laser. Les étalonnages par source radioactive permettront de ré-égaliser les gains des différents canaux.

2.3.3.3 Tests SEE : Paul Scherrer Institute (Zürich) - octobre 2001 et novembre 2002 [12, 14]

Le complexe PIF (Proton Irradiation Facility) au PSI [11] fournit des protons d'énergies comprises entre 35 et 300 MeV. Alors qu'au LHC les SEE sont essentiellement produits par des neutrons, il apparaît que les interactions des protons et des neutrons sont semblables si l'énergie de la particule incidente excède quelques dizaines de MeV. De plus la probabilité d'occurence d'un événement SEE atteint un plateau si l'énergie est supérieure à 100 MeV. Des protons de 300 et 250 MeV ont donc été choisis pour effectuer les tests.

[3] Complementary Metal Oxide Semiconductor désigne une technologie de fabrication de composants électroniques.

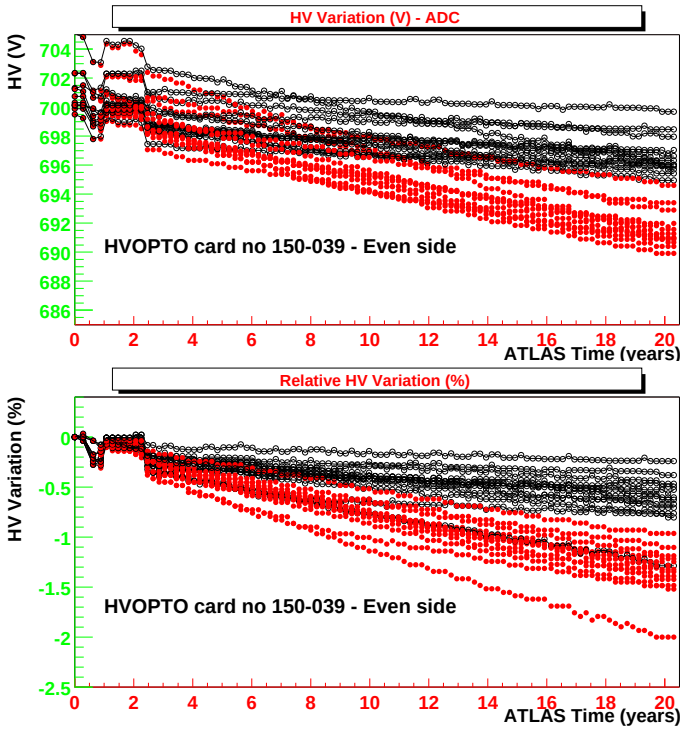


FIG. 2.7 – Variations des mesures de HT par les convertisseurs analogique-numérique en fonction du temps équivalent de fonctionnement d'ATLAS. Les points représentent les données mesurées et les cercles les données corrigées à partir de la tension de référence.

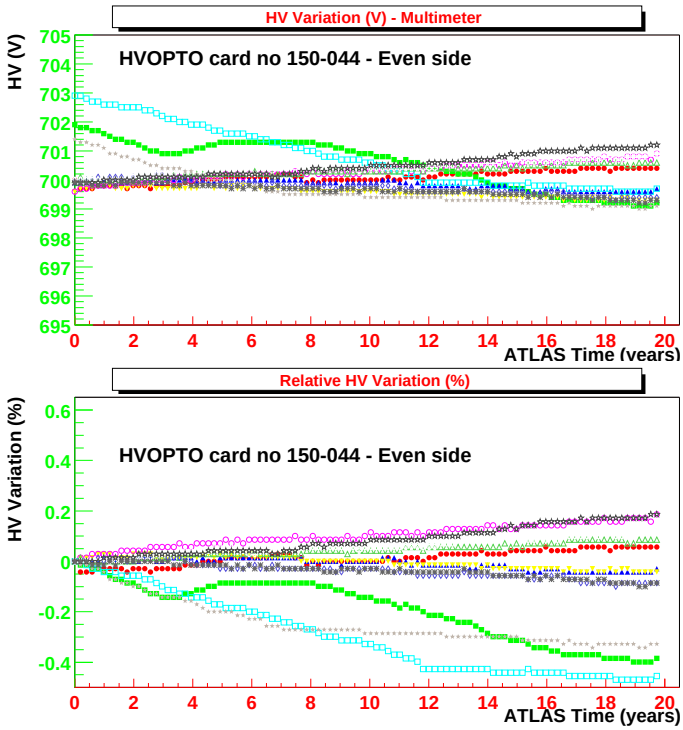


FIG. 2.8 – Variations des HT à la sortie des boucles de régulation mesurées par un multimètre en fonction du temps équivalent de fonctionnement d'ATLAS.

Premier test Des doses de 7.04 10^{10} $p.cm^{-2}$ et 5.08 10^{10} $p.cm^{-2}$ ont été appliquées aux cartes HVmicro et HVopto , respectivement. Cela correspond à environ 16 années équivalentes ATLAS. Au cours des irradiations, des mesures ont été effectuées dans le but d'étudier le comportement du système. Les principales caractéristiques évaluées concernaient : l'accès et le dialogue avec le microcontrôleur de la carte HVmicro, les basses tensions et le courant associé, les différentes mémoires des cartes, les hautes tensions. Deux types d'erreur ont été observées :

- Single Event Upset (SEU) : ces événements se caractérisent par des changements accidentels d'état logique de bits d'une mémoire par exemple. Une simple mise à zéro permet de rétablir le système. Par année ATLAS, pour l'ensemble du système HT, environ 634 SEU sont attendues.
- latch-up : ces événements se caractérisent par un dépôt d'énergie intense dans les semiconducteurs ce qui induit des courants parasites qui "verrouillent" le composant. Cela se traduit par une subite augmentation des courants associés aux basses tensions (+5V, +15V). Il faut alors immédiatement agir, sous peine de destruction des composants. La communication avec la carte est alors rompue et la seule solution est une mise à zéro des basses tensions. La haute tension appliquée aux PMTs n'est quant à elle pas affectée. En 16 années de fonctionnement du LHC, on attend environ 19 événements de ce type.

Des mesures ont été prises pour tenter d'atténuer les effets observés. Pour réduire le nombre de SEU, la façon d'exploiter les zones mémoire des cartes (certaines ne sont pas sensibles aux SEE) a été modifiée, entraînant une chute de SEU de 34% (424). En quintuplant les informations disponibles dans les zones sensibles et en comparant les copies des données ainsi effectuées, le nombre de SEU a pu être abaissé à 188 par an. Rappelons qu'une mise à zéro de la carte HVmicro n'affecte pas la tension fournit aux PMTs. Le nombre de latch-up ne peut être réduit et aucune modification non coûteuse de la carte HVmicro n'a pu être envisagée pour les éviter. La seule solution réside dans une réaction rapide du système de contrôle d'ATLAS aux brusques montées de courants associées aux basses tensions. Aucun latch-up n'a été observé pour ce qui concerne les cartes HVopto. Néanmoins l'optocoupleur MCT2, qui présentait déjà une certaine fragilité aux tests NIEL, a montré de fortes sensibilité au taux d'irradiations. Des SEU ont également été constatées, mais dans une très faible mesure : 3.5 SEU pour 18 années équivalentes de fonctionnement du LHC.

Deuxième test L'optocoupleur MCT2 ayant été remplacé par un optocoupleur identique à celui des boucles de régulation, il fallut refaire des tests SEE pour requalifier les cartes. Par ailleurs, il apparut que les convertisseurs numérique-analogiques des boucles de régulation n'étaient pas utilisés, au cours des premiers tests SEE, dans les mêmes conditions que dans le TileCal : dans ATLAS, ces convertisseurs seront chargés une fois alors qu'ils l'étaient avant chaque lecture HT au cours des tests.

Ces deux points ont été spécifiquement testés au cours d'un deuxième test au PSI. Aucun problème n'est apparu, ni SEU, ni latch-up.

L'ensemble des tests d'irradiation a permis de qualifier le système de hautes tensions du TileCal. Les règles d'ATLAS ont été respectées et des rapports contenant les résultats de tous les tests mis à jour [15].

Le détecteur ATLAS devrait acquérir des données pendant une dizaine d'années. Au cours de cette période, un fonctionnement stable et fiable des ses constituants est requis. Dans ce but, le système de hautes tensions du calorimètre hadronique a subi un ensemble de tests qui ont mené à la certification des cartes électroniques impliquées. Les exigences du cahier des charges ont été respectées : le système est caractérisé par une grande précision, les hautes tensions sont fournies

à une incertitude de l'ordre de 0.05 %, et une extrême stabilité. Les résultats des campagnes d'irradiations ont nécessité quelques ajustements dans l'exploitation des informations contenues dans les cartes et imposé des remplacements de composants. Les cartes respectent ainsi les règles édictées dans la collaboration ATLAS en vue de la qualification aux irradiations.

Bibliographie

[1] ATLAS Detector and Physics Performance Technical Desing Report. CERN/LHCC/99-14.

[2] High Voltage distributor system for the Tile Hadron Calorimeter on the ATLAS detector. R. Chadelas *et al.* ATL-TILECAL-2000-003/PCCF RI 0004.

[3] http ://sales.hamamatsu.com/en/products/electron-tube-division/detectors/photomultiplier-tubes.php.

[4] http ://www.sonelec-musique.com/electronique_theorie_optocoupleur.html.

[5] HV Distributor Results during 2001 beam period,
R. Chadelas, D. Lambert et Ph. Gris, ATL-TILECAL-2002-009.

[6] Performance of the TileCal super-drawers from a global analysis of the MobiDICK tests.
D. Calvet et V. Giangiobbe, ATL-TILECAL-PUB-2008-007.

[7] ATLAS Policy on Radiation Tolerant Electronics. M. Dentan, ATC-TE-QA-0001

[8] M. Aoki, présentation semaine de collaboration DØ, 14 novembre 2008.

[9] HV Distributor Radiation Qualification Part Three : NIEL Tests,
R. Chadelas, D. Lambert , Ph. Gris, ATL-TILECAL-2002-008.

[10] HV Distributor Radiation Qualification Part Two : TID Tests,
R. Chadelas, D. Lambert , Ph. Gris, ATL-TILECAL-2002-007.

[11] http ://www.psi.ch/psi-home.

[12] HV Distributor Radiation Qualification Part One : SEE Tests,
R. Chadelas, D. Lambert , Ph. Gris, ATL-TILECAL-2002-005.

[13] About SEEs in the HV Distributor System of the TileCal,
R. Chadelas, D. Lambert , Ph. Gris, ATL-TILECAL-2002-006.

[14] Final SEE tests on the HV Distributor system of the TileCal,
R. Chadelas, D. Lambert , Ph. Gris, ATL-TILECAL-2002-013.

[15] Les résultats sont résumés et disponibles :
http ://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/FRONTEND/radhard_TILE.htm

Chapitre 3

ILC

Les chapitres précédents se rapportaient aux étapes de production (ATLAS), de mise en place et d'assemblage (CDF), et de fonctionnement (DØ) d'un détecteur de physique des particules. L'étude présentée ici est liée à une étape antérieure : celle de la conception. Elle concerne le calorimètre électromagnétique d'un futur collisionneur e^+e^-, ILC. L'objectif est d'améliorer la reconstruction des pions neutres π^0 qui constituent une part importante de l'énergie visible des événements hadroniques produits à l'ILC.

3.1 Généralités

ILC (International Linear Collider) est un projet de collisionneur leptonique e^+e^- fonctionnant à une énergie dans le centre de masse (ajustable) $\sqrt{s}$ allant de 200 à 500 GeV. Les pics de luminosité espérés atteignent des valeurs de $2.10^{34}\ cm^{-2}s^{-1}$. Une luminosité intégrée de 500 fb^{-1} devrait être produite au cours des quatre premières années d'opération. Les électrons seront polarisés (au moins à 80% au point d'interaction). Une grande stabilité des faisceaux et une mesure de leur énergie à des précisions de 0.1% devrait permettre une très bonne connaissance de la valeur de l'énergie dans le centre de masse. Dans l'état actuel, le projet envisage deux options intéressantes : une polarisation des positons (de l'ordre de 60%) et une possibilité de collisions e^-e^- et $\gamma\gamma$ en utilisant le même cadre expérimental. Enfin, la possibilité d'augmenter l'énergie dans le centre de masse à 1 TeV est prise en compte dans la conception générale.

Les études liées à ce projet ont débuté il y a un peu plus d'une dizaine d'années et un certain nombre d'étapes importantes ont été franchies depuis. En 2004, un comité d'experts réunis au sein de l'ITRP, International Technology Recommendation Pannel, a recommandé l'utilisation de cavités superconductrices radiofréquences (1.3 GHz) pour accélérer les faisceaux de l'ILC. Cet avis fut ensuite entériné par l'ICFA, International Commitee for Future Accelerators. Cette décision est l'expression d'une volonté internationale de poursuivre les efforts de recherche et développement visant à aboutir à l'ILC. En 2005, le GDE, Global Design Effort, sous l'égide de l'ICFA, comité d'experts en accélérateur, fut formé. Leur tâche principale fut de préciser les paramètres de configuration de la machine. Ceci a donné lieu à un RDR, Reference Design Report, publié en août 2007 [1]. Depuis, différents points précis, comme les effets liés aux faisceaux ou la qualité de production des cavités supraconductrices, sont encore étudiés et pourraient encore modifier les paramètres de la machine. La configuration finale de l'ILC sera décrite dans un TDR, Technical Design Report, qui sera publié au début de l'année 2013 [2].

Parallèlement aux efforts de conception liés à la machine, des études de détecteurs ont été menés et quatre concepts, notés SiD, LDC, GLD et 4^{th} concept, sont apparus [3]. Les concepts LDC et GLD ont fusionné pour donner ILD. Chacun des trois types a publié une lettre d'intention en mars 2009 [4] dont le contenu est jugé par l'IDAG, International Detector Advisory Group. Ce comité d'experts a pour tâche d'évaluer les performances et la faisabilité des projets proposés en vue d'une

insertion dans le projet global (avec la machine) pour 2012. L'IDAG a validé les concepts ILD et SiD [5] en août 2009.

Les performances attendues des détecteurs, et par conséquent les technologies choisies, sont dictées par la physique explorée dans ILC. L'un des objectifs est d'étudier avec une grande précision le mécanisme de brisure électro-faible du Modèle Standard. Une recherche de nouvelles particules sera aussi effectuée ainsi que des mesures de précision dans le secteur du quark top et des bosons de jauge. Les états finals multijets sont particulièrement concernés, et l'ambition des détecteurs est de parvenir à une précision en énergie suffisante pour séparer les bosons W et Z. Pour un jet d'énergie E_j, la contrainte qui en résulte est $\sigma_{E_j}/E_j \sim$ 3-4% ce qui correspond à $30\%/\sqrt{E_j}$ pour des énergies inférieures à 100 GeV. Pour parvenir à ce résultat ambitieux, chaque particule visible d'un événement, qu'elle soit neutre ou chargée, devra être reconstruite et son quadrivecteur énergie-moment estimé. C'est la notion de "Particle Flow" qui privilégie la séparation des particules individuelles plutôt qu'une mesure très précise de l'énergie de celles-ci. Cela nécessite un excellent trajectographe ($\delta p_T/p_T \sim 10^{-5}$) de façon à mesurer précisément les particules chargées. D'où la présence de TPC de grand volume baignant dans un fort champ magnétique de 3 à 4 T dans le projet ILD par exemple. Des calorimètres d'une grande granularité, à la fois transverse et longitudinale, sont nécessaires pour détecter les particules neutres. Le tungstène (comme absorbeur) est un excellent candidat parce le rayon de molière est faible (0.9 cm) et parce que le rapport longueur d'interaction λ sur longueur de radiation X_0 est grand. Ajoutons que la perte d'énergie des particules doit être minimale ce qui impose que les calorimètres soient situés à l'intérieur du champ magnétique, contrairement à tous les détecteurs rencontrés jusqu'ici (CDF, DØ et ATLAS).

Dans la suite de cet exposé, nous allons nous intéresser aux performances d'un calorimètre Si-W à partir d'une étude de reconstruction de pions neutres π^0.

3.2 Reconstruction de π^0

3.2.1 Objet de l'étude

Les pions neutres π^0 constituent une part importante du contenu en particules dans les événements hadroniques. Ainsi dans des événements $t\bar{t}$ ou hZ à $\sqrt{s} = 500$ GeV, environ 20% de l'énergie visible provient des π^0 et la plupart des photons présents sont issus de leur désintégration. Ces photons sont par ailleurs de basse énergie : environ 55% des photons dans des processus $hZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ à $\sqrt{s} = 500$ GeV ont une énergie de moins de 1 GeV. Il peut donc être important, du point de vue du "Particule Flow", de reconstruire les π^0. L'identification des leptons τ, dans leur modes de désintégration hadroniques, pourrait également bénéficier de la reconstruction précise des pions neutres. La conclusion est qu'il est non seulement nécessaire de reconstruire et d'identifier des photons mais aussi d'aller plus loin et de reconstruire l'objet π^0. La stratégie adoptée pour l'étude comporte trois étapes : dans la première, les photons sont reconstruits. Un appariement des amas électromagnétiques est ensuite effectué et pour chaque candidat π^0, un ajustement contraint est effectué dans le but de corriger les mauvaises mesures et les fluctuations. Les études ont été effectuées à partir d'événements simulés en reconstruction complète du détecteur [6][7]. Les caractéristiques du calorimètre électromagnétique utilisé pour l'étude sont données dans la table 3.1.

3.2.2 Etalonnage du calorimètre électromagnétique

L'étalonnage du détecteur a été effectué à partir de photons monoénergétiques ayant les caractéristiques suivantes : $0.25\ GeV \leq E_\gamma \leq 50\ GeV$, $0 \leq \theta_\gamma \leq \frac{\pi}{2}$, $0 \leq \phi_\gamma \leq 2\pi$. L'objectif est d'estimer les valeurs des paramètres α_0 et β_0 :

$$E_\gamma^{clus} = \alpha_0(E_1^{30} + \beta_0 E_{31}^{40})$$

	Zone centrale	Zone avant
Symétrie	8	2
$R_{interne}$ (mm)	1704	299
Z (mm)	2729	2829
Si-W	30 couches 3.9 mm (absorbeur : 1.4 mm) 10 couches 6.7 mm (absorbeur : 4.2 mm) 24 X_0	

TAB. 3.1 – Principales caractéristiques du calorimètre électromagnétique Si-W de LDC00.

où E_i^j est la somme des énergies déposées dans les cellules des couches i à j. Aucun algorithme de recherche d'amas n'a été utilisé. Tous les dépôts ont été pris en compte. Le paramètre β_0 est évalué en minimisant la quantité $\sigma(E_1^{30} + \beta E_{31}^{40})/ < E_1^{30} + \beta E_{31}^{40} >$. Dans cette dernière expression, les moyennes et écart-types sont estimés à partir d'un ajustement gaussien. α_0 est ensuite obtenu en comparant l'énergie Monte-Carlo E_γ^{truth} à $E_1^{30} + \beta_0 E_{31}^{40}$. Cette procédure a permis d'aboutir aux valeurs $\beta_0 = 3.0 \pm 0.1$, $\alpha_0 = 27.62 \pm 0.03$ (central), $\alpha_0 = 28.83 \pm 0.05$ (avant). Lorsque l'étalonnage a été effectué, les performances du calorimètre électromagnétique en terme de précision (en énergie et en angles) ont pu être estimées (table 3.2).

	Zone centrale		Zone avant	
energie	$\frac{\sigma_E}{E} = 1.6\% \oplus \frac{12.4\%}{\sqrt{E}}$		$\frac{\sigma_E}{E} = 1.4\% \oplus \frac{12.1\%}{\sqrt{E}}$	
non linéarité	$< 2.5\%$		$< 5\%$	
	E < 1.5 GeV	E > 1.5 GeV	E < 1.5 GeV	E > 1.5 GeV
θ (mrad)	$\sigma_\theta = 0.34 + \frac{0.94 sin\theta}{\sqrt{E}}$	$\sigma_\theta = 0.02 + \frac{1.4 sin\theta}{\sqrt{E}}$	$\sigma_\theta = 0.26 + \frac{0.55 cos\theta}{\sqrt{E}}$	$\sigma_\theta = 0.007 + \frac{0.96 cos\theta}{\sqrt{E}}$
ϕ (mrad)	$\sigma_\phi = 0.39 + \frac{1.01}{\sqrt{E}}$	$\sigma_\phi = 0.01 + \frac{1.56}{\sqrt{E}}$	$\sigma_\phi = 0.94 + \frac{1.5}{\sqrt{E}}$	$\sigma_\phi = 0.02 + \frac{2.9}{\sqrt{E}}$

TAB. 3.2 – Précisions en énergie et en angles du calorimètre électromagnétique de LDC00.

3.2.3 Reconstruction de π^0 monoénergétiques : effet d'un ajustement contraint

Il est possible de corriger les effets de reconstruction et les fluctuations de dépôts en énergie liés aux photons provenant de la désintégration de π^0 grâce à un ajustement cinématique. Dans ce but, des π^0 monoenergétiques d'énergies comprises entre 0.4 GeV et 30 GeV ont été utilisés. Les dépôts d'énergie ont été rassemblés sous forme d'amas [8] et seuls les événements renfermant deux amas ont été retenus. Un ajustement cinématique ayant la contrainte $m_{\gamma\gamma} = 135$ MeV et minimisant

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{i=2} \frac{(E_i^{cl} - E_i)^2}{\sigma_{E_i}^2} + \sum_{i=1}^{i=2} \frac{(\theta_i^{cl} - \theta_i)^2}{\sigma_{\theta_i}^2} + \sum_{i=1}^{i=2} \frac{(\phi_i^{cl} - \phi_i)^2}{\sigma_{\phi_i}^2}$$

a été effectué. E_i^{cl}, θ_i^{cl}, ϕ_i^{cl} sont les énergie et angles de l'amas i et E_i, θ_i, ϕ_i les résultats de l'ajustement cinématique. Les valeurs de σ_{E_i}, σ_{θ_i}, σ_{ϕ_i} sont celles de la table 3.2. Seuls les événements vérifiant certaines conditions (convergence de la procédure, nombre d'itérations, ..) ont été retenus. L'effet de l'ajustement est visible sur la figure 3.1. L'impact est spectaculaire aux basses énergies (quelques centaines de MeV), une région pour laquelle la précision est amélioré d'un facteur 10. Après ajustement, la précision varie peu en fonction de l'énergie et est de l'ordre de 3%.

La même procédure a été appliquée sur un ensemble de π^0 plus réaliste provenant du processus $hZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$. Dans ce cas, la fraction d'événements ayant 0, 1, 2 ou plus de 3 amas est respectivement de 0.3%, 14.3%, 73.2% et 12.2%. Le processus d'ajustement s'est correctement déroulé pour 87.4%

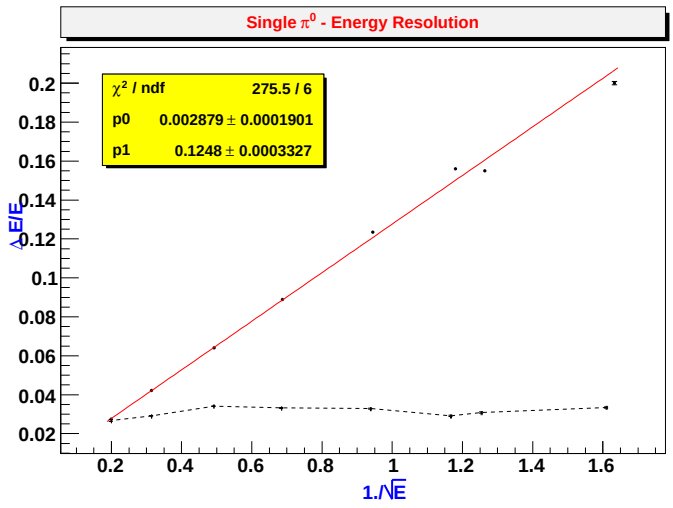


FIG. 3.1 – Précision en énergie $\Delta E/E$ en fonction de $1/\sqrt{E}$ pour des π^0 monocinétiques avant (ligne) et après (pointillés) application d'un ajustement cinématique.

des événements ayant deux amas. L'effet sur la précision en énergie est donnée sur la figure 3.2. L'ajustement cinématique réduit l'incertitude d'un facteur 2, de 7.4% à 3.4 %.

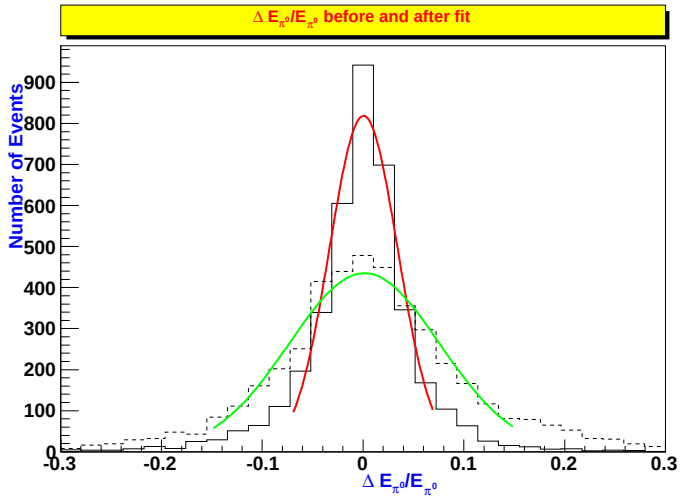


FIG. 3.2 – Distribution de la variable $\Delta E_{\pi^0}/E_{\pi^0}$ pour des π^0 provenant d'événements $hZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ sans (tirets) et avec ajustement cinématique (ligne). La largeur de la distribution est divisée d'un facteur 2 après ajustement.

3.2.4 Stratégie de reconstruction de π^0 dans les événements hadroniques

Dans l'environnement ILC, le nombre de π^0 produit dans un événement hadronique peut être élevé. Ainsi 12 à 13 π^0 sont-ils produits en moyenne dans les événements $hZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ à $\sqrt{s}$=500 GeV. Plus de 20 amas sont donc en moyenne produits dans le calorimètre électromagnétique, qu'il s'agit ensuite d'apparier correctement. Un ajustement cinématique est ensuite possible et devrait permettre d'améliorer les précisions de mesure, comme nous l'avons vu précédemment.

Il a été tenté de mettre au point une stratégie de façon à répondre au problème essentiel : apparier correctement les photons provenant d'un même π^0. Dans ce but, des π^0 provenant d'évenements $hZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ à $\sqrt{s}$=500 GeV et $hZ \rightarrow b\bar{b}b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ à $\sqrt{s}$=800 GeV ont été utilisés. Les quadrivecteurs des photons issus des désintégrations de π^0 ont été modifiés à partir des valeurs de la table 3.2. L'utilisation de ces quadrivecteurs modifiés permet de s'affranchir des problèmes liés à la formation d'amas reconstruits à partir des dépôts calorimétriques et donc de tester la stratégie de reconstruction même. La procédure itérative suivante a ensuite été appliquée : le photon de plus grand moment de la liste a été apparié aux autres membres et une probabilité dépendant de la masse et/ou de l'angle des paires formées a été évaluée. La combinaison retenue est caractérisée par la probabilité la plus élevée. Les photons correspondants sont éliminés de la liste et la procédure est réappliquée jusqu'à épuisement du nombre de membres de la liste. La qualité des résultats obtenus est estimée en procédant au rapport de la somme des énergies des paires de photons issus de candidats π^0 par l'énergie totale des π^0 dans l'événement. Les résultats (Fig. 3.3) ont montré que la masse étaient un facteur important du processus d'appariement. L'utilisation de l'angle apporte une légère amélioration : la valeur moyenne correspondant aux appariements corrects est de 75% (rms : 23%) avec la masse seule et de 78% (rms : 21%) en ajoutant l'angle.

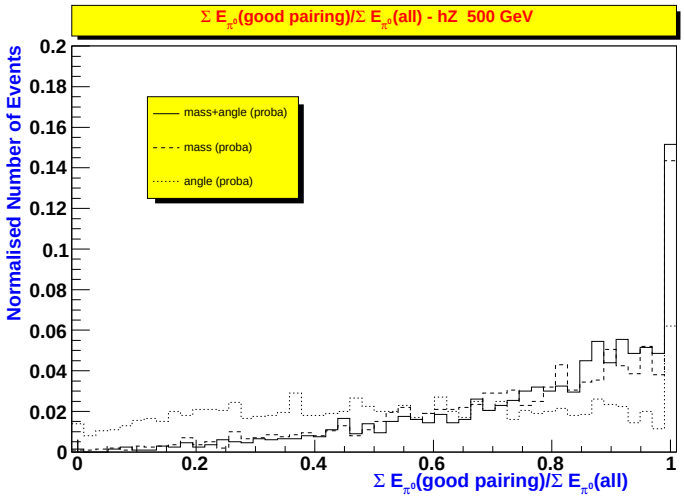


FIG. 3.3 – Distributions de la fraction d'énergie de π^0 issus d'un appariemment correct (c'est-à-dire provenant de π^0) de photons pour des événements $hZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ à $\sqrt{s}$=500 GeV. Les résultats sont donnés pour trois estimateurs : la masse (tirets), l'angle d'ouverture (pointillés) et la combinaison masse+angle (ligne).

Un ajustement cinématique peut alors être effectué à partir des paires de photons résultants de cette procédure et l'amélioration en terme d'énergie reconstruite peut être évaluée. Cette dernière est quantifiée par la distribution du rapport $RMS((E_{\pi^0} - E^{MC}_{\pi^0})/E^{MC}_{\pi^0})$ où $E^{MC}_{\pi^0}$ est la somme de toutes les énergies des π^0 dans l'événement et E_{π^0} la somme de toutes les énergies après appariement et ajustements cinématiques. On observe (Fig. 3.4) que l'amélioration est d'autant plus importante que l'énergie totale des π^0 est faible.

La procédure d'appariement et d'ajustement des candidats photons dans un événement a été encodée dans un ensemble de classes C++ intégrées à l'environnement des programmes de reconstruction du détecteur LDC [9].

La reconstruction des π^0 dans un événement hadronique est l'un des aspects du "Particle Flow",

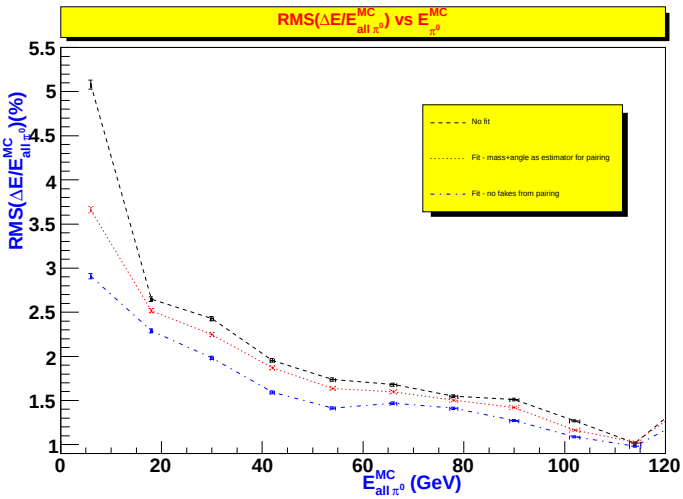


FIG. 3.4 – $RMS((E_{\pi^0} - E^{MC}_{\pi^0})/E^{MC}_{\pi^0})$ en fonction de $E^{MC}_{\pi^0}$ pour des π^0 provenant d'évenements $hZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ à $\sqrt{s}$=500 GeV pour trois cas : pas d'ajustement (tirets), avec un ajustement à partir des photons provenant d'un appariement utilisant la masse et l'angle (pointillés), avec ajustement à partir des photons provenant uniquement de π^0 (pas de mauvaises associations) (tirets et pointillés).

stratégie adoptée pour concevoir certains détecteurs du collisionneur ILC. Les études décrites ci-dessus semblent indiquer que cette reconstruction est possible et qu'elle permettrait d'améliorer les précisions de mesure. Elles ne constituent néanmoins qu'une première étape. Il serait nécessaire d'appliquer les procédures utilisés à l'analyse d'événements complets, c'est-à-dire après reconstruction de traces et d'associations traces-amas calorimétriques. Par ailleurs, les résultats obtenus dans ce chapitre suppose une identification parfaite des photons. L'effet réaliste d'un identifiant devrait également être évalué.

Bibliographie

[1] ILC Reference Design Report - Volume 3 - disponible à l'adresse
http ://www.linearcollider.org/cms/ ?pid=1000437

[2] ILC/GDE Report, B. Barish, TILC 2009, Tsukuba, Japon, avril 2009.

[3] ILC Reference Design Report - Volume 4 - disponible à l'adresse
http ://www.linearcollider.org/cms/ ?pid=1000437

[4] SiD letter of intent :
http ://silicondetector.org/download/attachments/46170132/SiliconDetectorLetterOfIntent.pdf
ILD letter of Intent : http ://www.ilcild.org/documents/ild-letter-of-intent/LOI.pdf/view
4th concept letter of intent : www.4thconcept.org/4LoI.pdf

[5] IDAG Report on the Validation of Letters of Intent for ILC detectors,
http ://silicondetector.org/download/attachments/46170132/IDAG_report_distributed_22_august_2009.p

[6] Mokka v06.02
http ://polywww.in2p3.fr/activites/physique/geant4/tesla/www/mokka/mokka.html

[7] Marlin v00-09-05 http ://ilcsoft.desy.de/marlin
MarlinReco v00-02 http ://www-flc.desy.de/ilcsoft/ilcsoftware/MarlinReco

[8] TrackwiseClustering in MARLIN presenté par Dennis Martsch - ILC Software Workshop juin 2005.

[9] π^0 Reconstruction within the full simulation framework,
Ph. Gris, LC-TOOL-2007-10, octobre 2007.

Deuxième partie

Recherche du scalaire top

Chapitre 4

La Supersymétrie

La supersymétrie, qui est une symétrie reliant fermions et bosons, constitue le fondement théorique de nos recherches expérimentales. Ce chapitre lui est consacré. Il ne prétend pas à l'exhaustivité. D'excellentes synthèses dédiées à ce sujet sont disponibles [1]. L'objectif de cette section est dans un premier temps de rappeler le contexte historique de l'avènement de la supersymétrie, d'introduire ensuite le Modèle Standard Supersymétrique et sa pléthore de sparticules, et enfin d'aborder le problème de la brisure de la supersymétrie. Les principaux modèles connus sont également mentionnés.

4.1 Un peu d'histoire...

La supersymétrie est souvent présentée comme la solution à divers problèmes du Modèle Standard. Mais du point de vue historique, la symétrie reliant bosons et fermions fut introduite dans le but de comprendre ou d'éclaircir des points de théories quantiques des champs complètement étrangers aux problèmes de divergences quadratiques.

L'algèbre de supersymétrie

$$\begin{cases} \{Q, \bar{Q}\} &= -2\ \gamma_\mu\ P_\mu \\ \left[Q, P^\mu\right] &= 0 \end{cases}$$

où Q représente les générateurs de la symétrie boson/fermion, fut introduite en 1971-1973 par trois différents groupes, avec des motivations fort différentes : Gol'fand et Likhtman [2] espéraient comprendre la violation de la parité, Volkov et Akulov [3] souhaitant expliquer la masse nulle du neutrino à partir d'une interprétation en particule de Goldstone de spin 1/2, et Wess et Zumino [4] ont écrit l'algèbre en étendant à quatre dimensions les transformations et l'algèbre Q de "superjauge" (qui deviendra la supersymétrie) agissant sur une corde à deux dimensions. A cette époque, le Modèle Standard tel que nous le connaissons actuellement [5], était une construction très récente. En 1974, seulement deux familles de fermions étaient connues. Les bosons de jauge $W^\pm$ et Z^0 étaient des hypothèses, et étaient supposés être lourds. Ils furent mis en évidence expérimentalement en 1983.

Vers la même époque, des résultats théoriques importants liés aux symétries virent le jour. En 1967, Coleman et Mandula [6], à partir d'hypothèses raisonnables, montrèrent que les seules symétries possibles de la matrice S en physique des particules étaient : l'invariance de Poincaré, produit semi-direct des translations et des rotations de Lorentz, de générateurs $M_{\mu\nu}$ et P_μ ; des symétries internes globales reliées à des nombres quantiques comme la charge ou l'isospin, les générateurs étant des scalaires de Lorentz engendrant une algèbre de Lie ; des symétries discrètes :

C, P et T. Il est possible de s'affranchir des résultats de ce théorème en modifiant une ou deux hypothèses de départ. En particulier, la démonstration de Coleman et Mandula suppose que l'algèbre de la matrice S repose sur des commutateurs. L'introduction d'algèbres d'anti-commutateurs et de commutateurs permet d'aboutir à la supersymétrie. Comme les générateurs de cette nouvelle symétrie sont des spineurs, le supersymétrie n'est pas une symétrie interne, mais plutôt une extension des symétries d'espace-temps de Poincaré. En 1975, Haag, Lopuszański et Sohnius [7] ont montré que la supersymétrie était la seule symétrie additionnelle de la matrice S autorisée lorsque des algèbres d'anti-commutateurs et de commutateurs sont introduits. Peut-être qu'en s'affranchissant d'autres hypothèses du théorème de Coleman-Mandula, de nouvelles symétries apparaîtraient, mais à ce jour, aucun modèle réaliste n'a pu être construit. D'une certaine façon, la supersymétrie est la seule extension possible des symétries d'espace-temps connues en physique des particules.

4.2 Le Modèle Standard Supersymétrique

Construction théorique intéressante, il n'était pas évident que la supersymétrie fût une symétrie fondamentale du monde subatomique. Certaines questions semblaient délicates à résoudre : quels bosons et quels fermions devait-on relier par une telle symétrie ? Si cette symétrie n'était pas brisée, les particules et leurs partenaires avaient la même masse, ce qui n'était pas observé expérimentalement. Mais quel était alors le mécanisme de brisure ?

Les obstacles ont peu à peu été franchis ce qui a permis d'aboutir à des modèles réalistes pouvant subir l'épreuve de l'expérience. Après une première tentative de relier les particules connues entre elles, notamment le photon et le neutrino ainsi que les bosons $W^{\pm}$ et les leptons chargés, il est apparu nécessaire de réinterpréter les fermions issus de la supersymétrie comme appartenant à une nouvelle classe de particules. Dès 1977, Fayet [8] baptisa d'une nouvelle appellation les particules obtenues. Ainsi le photino devint-il le super-partenaire du photon, le gluino celui du gluon, le squark celui du quark,...Tous ces noms qui nous semblent maintenant si familiers apparurent à cette époque. Les ingrédients nécessaires à la construction d'un Modèle Standard Supersymétrique et le contenu minimal en particules sont résumés dans le tableau 4.1. Dans ce modèle, le nombre N de générateurs de supersymétrie est égal à 1. Ce nombre ne peut excéder 4 (8) pour les modèles dans lesquels la supersymétrie est considérée comme une symétrie globale (locale) dans le but d'éviter l'introduction de particules de spin 3/2 (5/2) qui interdiraient toute renormalisation de la théorie [10]. Dans la suite nous nous "contenterons" d'étudier le cas N=1. Dans ce modèle la brisure de la symétrie électro-faible est possible via deux doublets de superchamps de Higgs, H_u et H_d. L'utilisation d'un seul doublet eût donné naissance à un fermion chargé chiral de masse nulle, particule qui n'a pas été observée.

Dans le Modèle Standard, les fermions "portent" des nombres quantiques baryonique B et leptonique L qui sont conservés au cours des interactions. Ces nombres semblent apparaître dans la Nature comme intrinsèquement fermioniques. Que deviennent-ils pour les bosons superpartenaires ? Pour maintenir ces nombres dans les théories supersymétriques, il faut accepter l'idée ("rather heretic" [9]) d'attribuer des nombres quantiques leptonique et baryonique aux nouveaux bosons fondamentaux, ainsi qu'aux fermions. Mais cela peut engendrer des désastres phénoménologiques, parce que des interactions directes entre des leptons et des quarks sont alors possibles. Il est possible de remédier à ce problème en introduisant un symétrie continue U(1), la $\mathrm{R}_{invariance}$, qui dotent les particules d'un nombre quantique R qui vaut 0 pour les particules ordinaires, comme les gluons, le photon, les bosons de jauge $W^{\pm}$ etZ^0, les quarks, les leptons et le gravitino, et ± 1 pour les nouvelles entités, les gluinos, neutralinos, charginos, squarks, sleptons et gravitino. Néanmoins, cette symétrie continue interdit aux gluinos et au gravitino d'acquérir une masse. Elle doit donc être brisée en une

Eléments nécessaires à la construction d'un Modèle Standard Supersymétrique

- superchamps de jauge de $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$.
- superchamps chiraux pour les trois familles de quarks et de leptons.
- deux superchamps de doublets de Higgs H_u et H_d responsables de la brisure électro-faible.
- un superpotentiel trilinéaire par lequel les quarks et les leptons acquièrent une masse.

Contenu minimal en particules d'un Modèle Standard Supersymétrique

Spin 0	Spin 1/2	Spin 1	Spin 3/2	Spin 2
Higgs chargé $H^\pm$	Higgsino chargé $\tilde{H}^\pm$			
Higgs neutre H	Higgsino neutre $\tilde{H}$			
Higgs neutres h,A	Higgsinos neutres $\tilde{h}, \tilde{A}$			
winos $\tilde{W}^\pm_{1,2}$		boson de jauge $W^\pm$		
zinos $\tilde{Z}_{1,2}$		boson de jauge Z^0		
photino $\tilde{\gamma}$		photon γ		
sleptons $\tilde{\ell}$	leptons ℓ			
squarks $\tilde{q}$	quarks q			
			gravitino $\tilde{G}$	graviton G

TAB. 4.1 – Le Modèle Standard Supersymétrique. Après brisure de la symétrie électro-faible, les jauginos neutres (chargés) se mélangent avec les higgsinos neutres (chargés) pour former les neutralinos $\tilde{\chi}^0_i = f(\tilde{\gamma}, \tilde{Z}, \tilde{h^0})$, $i = 1, 4$ (charginos $\tilde{\chi}^\pm_j = f(\tilde{W}^\pm, \tilde{H^\pm})$, $j = 1, 2$)

symétrie discrète appelée $R_{parité}$ définie par :

$$R_p = (-1)^R = \begin{cases} +1 & \text{particule ordinaire} \\ \\ -1 & \text{superpartenaire} \end{cases}$$

Il existe en fait une connexion intime entre $R_{parité}$ et les lois de conservation de B et L qui permet de réécrire la $R_{parité}$ en termes de spin S et des nombres B et L :

$$R_p = (-1)^{2S}(-1)^{3B+L} \tag{4.1}$$

Si la $R_{parité}$ est conservée, les particules sypersymétriques sont produites par paires et la particule supersymétrique la plus légère, dénotée dans la suite LSP (pour Lightest Supersymmetric Particle) est stable. Si la $R_{parité}$ n'est pas conservée, les couplages incriminés doivent avoir des valeurs suffisamment faibles pour que les prédictions théoriques soient compatibles avec les observations [11].

4.3 Brisure de la Supersymétrie

Si la supersymétrie était une symétrie exacte, les masses des particules et de leurs superpartenaires seraient sensiblement égales (strictement égales à l'ordre le plus bas de la théorie des perturbations). Ce résultat n'a pas été observé expérimentalement. La supersymétrie doit donc être brisée.

La brisure spontanée est difficile à réaliser lorsque la supersymétrie est globale, c'est-à-dire lorsque les paramètres de la symétrie sont constants. La supersymétrie est particulière comparée aux symétries internes ou aux symétries de jauge. Dans ces dernières, il suffit de "s'arranger" pour

que l'état fondamental qui préserve la symétrie ait plus d'énergie que le vide qui brise la symétrie, de façon que cet état fondamental soit instable. Une telle flexibilité n'est plus possible dans les théories supersymétriques, parce que l'hamiltonien H qui gouverne la détermination de l'état de vide via la minimisation du potentiel est directement relié, par l'algèbre de supersymétrie, aux générateurs de cette dernière :

$$H = \frac{1}{4}\sum_{\alpha} Q_{\alpha}^2 \tag{4.2}$$

Un état de vide qui briserait la supersymétrie doit donc a priori avoir une énergie positive et élevée et donc être potentiellement instable. Les conditions d'obtention d'une brisure spontanée de la supersymétrie sont difficiles à obtenir lorsque la symétrie est globale. De plus, comme les générateurs sont fermioniques, la brisure donne naissance à un fermion de Goldstone de spin 1/2 et de masse nulle, le goldstino. Or de toutes les particules connues, seul le neutrino pourrait jouer ce rôle. Mais cette hypothèse conduit à des résultats incompatibles avec les théorèmes de basse énergie et avec les observations expérimentales [12].

La brisure spontanée de la supersymétrie est réalisée de façon plus satisfaisante dans les théories de supergravité, pour lesquels le paramètre de transformations dépend des coordonnées d'espace-temps. Le goldstino est alors "absorbé" par le gravitino de spin 3/2 qui acquiert ainsi une masse. Le graviton demeure de masse nulle. La masse du gravitino est alors directement reliée à l'échelle de brisure de la supergravité M_S et cette relation s'écrit, dans l'hypothèse d'une énergie du vide (ou constante cosmologique) nulle :

$$m_{3/2} = \frac{M_S^2}{M\sqrt{3}} \tag{4.3}$$

où $M = \frac{M_P}{\sqrt{8\pi}} = 2.4\ 10^{18}\ GeV$, M_P représentant la masse de Planck. Ce mécanisme de brisure spontanée fait en général intervenir deux secteurs : un secteur caché dans lequel la brisure a lieu, et un secteur visible formé des particules répertoriées dans le tableau 4.1. La brisure spontanée se manifeste à basse énergie comme une brisure douce et explicite d'une théorie supersymétrique globale. La transmission des effets de brisure peut s'effectuer de différentes façons donnant lieu à autant de modèles que nous décrivons brièvement dans la suite, après avoir apporté quelques précisions concernant la brisure de la symétrie électro-faible.

4.3.1 Brisure de la symétrie électro-faible

Dans le MSSM, le potentiel classique des champs de Higgs scalaire dépend des paramètres de brisure de la supersymétrie et des masses des champs scalaires $m_{H_u}^2$ et $m_{H_d}^2$, définis à l'échelle électro-faible :

$$V = (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)|H_u^0|^2 + (|\mu|^2 + m_{H_d}^2)|H_d^0|^2 - (bH_u^0 H_d^0 + cc) + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2)^2 \tag{4.4}$$

Les conditions de stabilité et de brisure de la symétrie électro-faible imposent les deux conditions suivantes :

$$2b < 2|\mu|^2 + m_{H_u}^2 + +m_{H_d}^2 \tag{4.5}$$

$$b^2 > (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)(|\mu|^2 + m_{H_d}^2) \tag{4.6}$$

Notons que si $m_{H_u}^2 = m_{H_d}^2$, ces deux conditions ne peuvent pas être vérifiées. Néanmoins, les corrections radiatives permettent d'aboutir par exemple à $m_{H_u}^2 < m_{H_d}^2$ via les couplages de Yukawa. La brisure de la symétrie électro-faible est alors qualifiée de radiative.

La masse du boson Z^0 est reliée aux valeurs moyennes dans le vide des champs scalaires H_u^0 et H_d^0, $v_u = < H_u^0 >$ et $v_d = < H_d^0 >$, par $v_u^2 + v_d^2 = 2m_Z^2/(g^2 + g'^2)$. En définissant $tan\beta = \frac{v_u}{v_d}$, les

contraintes de minimisation du potentiel $\partial V/\partial H_U^0 = 0$ et $\partial V/\partial H_d^0 = 0$ conduisent aux relations :

$$sin(2\beta) = \frac{2b}{m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 + 2|\mu|^2} \quad (4.7)$$

$$m_Z^2 = \frac{|m_{H_d}^2 - m_{H_u}^2|}{\sqrt{1 - sin^2(2\beta)}} - m_{H_u}^2 - m_{H_d}^2 - 2|\mu|^2 \quad (4.8)$$

Ces deux dernières conditions doivent être vérifiées à l'échelle électro-faible, quel que soit le mécanisme de brisure de la supersymétrie, pour que la brisure de la symétrie électro-faible ait lieu dans des conditions compatibles avec les observations (mesure de la masse du boson Z^0).

4.3.2 Transmission de la brisure de la supersymétrie via les interactions gravitationnelles : mSUGRA, NUHM1, NUHM2

Dans ce modèle, les secteurs caché et visible ne communiquent que par les interactions gravitationnelles. Des termes universels de brisure apparaissent si les interactions de la supergravité sont indépendantes de saveur, comme les interactions gravitationnelles ordinaires. Cette universalité permet d'interdire toute contribution supersymétrique trop importante aux changements de saveur par courants neutres.

4.3.2.1 Modèle minimal SUperGRAvity mSUGRA ou Constrained MSSM CMSSM

Dans le modèle mSUGRA [13], l'unification des termes de brisure à l'échelle de grande unification s'écrit :

- unification des masses des jauginos : $M_1(M_{GUT}) = M_2(M_{GUT}) = M_3(M_{GUT}) = m_{1/2}$
- masse universelle des scalaires : $M_{\tilde{Q}_i} = M_{\tilde{u}_{Ri}} = M_{\tilde{d}_{Ri}} = M_{\tilde{L}_i} = M_{\tilde{\ell}_{Ri}} = m_{H_u} = m_{H_d} = m_0$
- couplages trilinéaires universels $A_{ij}^u = A_{ij}^d = A_{ij}^l = A^0\delta_{ij}$

En plus de ces trois paramètres, le secteur supersymétrique est décrit à l'échelle de grande unification par le couplage bilinéaire B et le paramètre de masse des Higgs et Higgsinos μ. Il faut de plus que la brisure électro-faible se déroule correctement à basse énergie, c'est-à-dire que la valeur de la masse du boson Z^0 estimée par le modèle soit compatible avec la valeur mesurée. Les paramètres du modèle sont evalués à basse énergie à partir des équations du groupe de renormalisation. Le choix de $tan\beta$ et des conditions de brisure électro-faible déterminent la valeur de $|\mu|^2$ à l'échelle électro-faible (équation (4.8)). Dans ce modèle, la phénoménologie se déduit donc de quatre paramètres continus et d'un signe inconnu :

$$m_0,\ m_{1/2},\ A_0,\ sign(\mu), tan\beta \quad (4.9)$$

Les trois premiers paramètres sont définis à l'échelle de grande unification, $M_{GUT} \sim 2.\ 10^{16}$ GeV alors que $sign(\mu)$ et $tan\beta$ sont définis à l'échelle électro-faible.

4.3.2.2 Modèles Non Universal Higgs Mass : NUHM1 et NUHM2

Le modèle NUHM1 [14] est une extension de mSUGRA à un paramètre. Les masses des scalaires m_{H_u} et m_{H_d} sont égales à l'échelle de grande unification mais ne sont pas égales aux masses des autres scalaires : $m_{H_u}^2 = m_{H_d}^2 = m_\phi^2 \neq m_0^2$. Ce choix est motivé par des modèles supersymétriques de grande unification bâtis sur le groupe de jauge SO(10). Ces modèles présentent de nombreux aspects intéressants et renferment notamment des neutrinos droits, entité nécessaire à la génération des masses de neutrinos dans le mécanisme see-saw. Les multiplets de matières et les multiplets de Higgs ne sont pas dans la même représentation et leurs masses ne sont donc par reliées. D'où l'idée du modèle NUHM1, qui contient 6 paramètres libres :

$$m_0,\ m_\phi,\ m_{1/2},\ A_0,\ sign(\mu), tan\beta \quad (4.10)$$

Les quatre premiers paramètres sont définis à l'échelle de grande unification et les deux derniers à léchelle électro-faible.

Le modèle NUHM2 [14] est une extension de NUHM1 à un paramètre, pour lequel les masses $m^2_{H_u}$ et $m^2_{H_d}$ ne sont pas égales à l'échelle de grande unification. Il dispose donc de 7 paramètres libres :

$$m_0,\ m^2_{H_u},\ m^2_{H_d},\ m_{1/2},\ A_0,\ sign(\mu), tan\beta \tag{4.11}$$

Les cinq premiers paramètres sont définis à l'échelle de grande unification alors que les deux derniers sont définis à l'échelle électro-faible.
Une autre paramétrisation possible de NUHM2 consiste à appliquer la contrainte de la brisure électro-faible (équation (4.8)) à partir du choix des valeurs de μ et de m_A à l'échelle électro-faible [15]. Les paramètres du modèle sont alors :

$$m_0,\ m_{1/2},\ A_0, \mu, m_A, tan\beta \tag{4.12}$$

Les trois premiers paramètres sont définis à l'échelle de grande unification alors que les trois derniers sont évalués à l'échelle électro-faible.

4.3.3 Transmission de la brisure de la supersymétrie via les interactions de jauge : GMSB

Dans les modèles Gauge Mediated Supersymmetry Breaking (GMSB), la brisure de la supersymétrie est transmise aux champs du secteur visible via les interactions de jauge du Modèle Standard Supersymétrique. Dans le scénario original, le modèle consistait en trois secteurs distincts :

- un secteur caché (baptisé "secluded" pour le différencier du "hidden sector" de mSUGRA), lieu de brisure de la supersymétrie.
- un secteur de messagers contenant un champ singlet de jauge et des champs messagers ayant des nombres quantiques de jauge de $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$
- un secteur visible contenant les particules répertoriées dans le tableau 4.1.

Une autre possibilité, dans le scénario "direct gauge mediation", consiste à considérer deux secteurs, un secteur messager et un secteur visible. Dans les deux scénarii, les termes de brisure douce pour les masses des jauginos et les masses au carré des sfermions apparaissent à partir de diagrammes à une boucle et deux boucles impliquant l'échange de champs messagers, respectivement.

Dans les modèles GMSB la source de la brisure est paramétrisée par un superchamp chiral $\hat{S}$, singlet de jauge de $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, dont les composantes acquièrent des valeurs moyennes dans le vide notées S et F_S. On suppose l'existence de $n_{\hat{q}}$ paires de superchamps messagers $\hat{q},\ \hat{\bar{q}}$ de type quark ($n_{\hat{\ell}}\ \hat{\ell},\ \hat{\bar{\ell}}$ de type leptons) qui couplent à $\hat{S}$ par un superpotentiel de la forme $\lambda\hat{S}\hat{q}\hat{\bar{q}} + \lambda\hat{S}\hat{\ell}\hat{\bar{\ell}}$. On peut alors estimer les paramètres de brisure douce à l'échelle des messagers $\Lambda_{mes} = \lambda S$. En redéfinissant $\Lambda = \frac{F_S}{S}$, le modèle est défini à partir de six paramètres :

$$tan\beta,\ sign(\mu),\ M_{mes}, \Lambda, n_{\hat{q}}, n_{\hat{\ell}}, m_{3/2} \tag{4.13}$$

$m_{3/2}$, $tan\beta$ et $sign(\mu)$ sont définis à l'échelle électro-faible ; M_{mes} et Λ sont évalués à l'échelle de grande unification.

4.3.4 Transmission de la brisure de la supersymétrie via les anomalies : AMSB

Dans les modèles Anomaly Mediated Supersymmetry Breaking (AMSB) , la brisure de la supersymétrie a lieu dans un secteur caché et est transmise au secteur visible par l'anomalie de super-Weyl [16]. En termes de masse de gravitino $m_{3/2}$, de fonctions β pour les couplages de jauge

et de Yukawa g_a et Y_i, et des dimensions anomales des superchamps chiraux γ_i, les termes de brisure douce sont donnés par :

$$\begin{aligned} M_a &= \frac{\beta_{g_a}}{g_a} m_{3/2} \\ A_i &= \frac{\beta_{Y_i}}{Y_i} m_{3/2} \\ m_i^2 &= -\frac{1}{4}(\sum_a \frac{\partial \gamma_i}{\partial g_a}\beta_{g_a} + \sum_k \frac{\partial \gamma_i}{\partial Y_k}\beta_{Y_k}) m_{3/2}^2 \end{aligned}$$

Ces équations sont valables à n'importe quelle échelle. Les paramètres supplémentaires, μ et B, sont obtenus de façon usuelle en requérant une brisure électro-faible compatible avec les observations. En principe, trois paramètres suffisent à définir la phénoménologie du modèle : $m_{3/2},\ sign(\mu),\ tan\beta$.

Mais la contribution des anomalies aux masses carré des sleptons est en général négative et les masses des sleptons tachyoniques. Ce problème peut être résolu par une contribution positive ne provenant pas d'anomalies. D'un point de vue phénoménologique, la façon la plus simple est d'ajouter un terme commun de masse m_0 à l'échelle de grande unification, paramètre d'entrée supplémentaire à toutes les masses carré de scalaires. Néanmoins, dans le cas général, cette contribution pourrait être différente en fonction des masses de scalaires et dépendre du modèle spécifique choisi. On doit donc écrire une contribution générale à l'échelle de grande unification pour chaque masse de scalaire :

$$m_{\tilde{S}_i}^2 = c_{S_i} m_0^2 - \frac{1}{4}(\sum_a \frac{\partial \gamma_i}{\partial g_a}\beta_{g_a} + \sum_k \frac{\partial \gamma_i}{\partial Y_k}\beta_{Y_k}) m_{3/2}^2 + D - terms \tag{4.14}$$

où les coefficients c_{S_i} dépendent du modèle. Les paramètres permettant de décrire ce modèle sont donc :

$$m_0,\ m_{3/2},\ tan\beta,\ sign(\mu),\ c_{s_i} \tag{4.15}$$

où m_0 et $m_{3/2}$ sont définis à l'échelle de grande unification et $tan\beta$ et $sign(\mu)$ à l'échelle électrofaible.

La phénoménologie des ces trois modèles dépend des valeurs des paramètres de brisure et peut être très variée. Il est néanmoins possible de mettre en évidence certaines tendances :

- dans les modèles mSUGRA [17] : le gravitino $\tilde{G}$ est lourd ; les squarks des première et deuxième générations sont lourds ; le stop et le sbottom sont les plus légers des squarks et peuvent même avoir des masses plus faibles que les sleptons ; parmi ce derniers, le stau peut être léger ; le neutralino le plus léger est la particule supersymétrique la plus légère.
- dans les modèles GMSB [18] : le gravitino est la particule supersymétrique la plus légère ; le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ ou le stau $\tilde{\tau}_1^+$ peuvent constituer la deuxième particule supersymétrique la plus légère, donnant les désintégrations $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma\tilde{G}$, $\tilde{\tau}_1^+ \rightarrow \tau\tilde{G}$; des photons et/ou des taus viennent alors s'ajouter aux particules provenant de la production de particules supersymétriques ; les sleptons sont en général légers, le sneutrino $\tilde{\nu}_L$ pouvant avoir la plus faible masse ; les squarks sont lourds.
- dans les modèles AMSB [19] : les squarks sont lourds ; le gravitino est très lourd ; la particule supersymétrique la plus légère est le Wino $\tilde{W}^0$ ou le sneutrino $\tilde{\nu}_L$; les sleptons gauches et droits sont dégénérés en masse ; le chargino le plus léger $\tilde{\chi}_1^+$ peut avoir une masse très proche de celle du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, ce qui se traduit par la présence de vertex déplacés dans les cascades de désintégrations provenant de la production de signaux dileptons ; il est possible d'introduire une nouvelle symétrie $U(1)$ permettant d'abaisser la masse du stop [20].

Les modèles que nous venons de citer sont parmi les plus étudiés. Néanmoins d'autres mécanismes de brisure de la supersymétrie sont possibles, notamment dans les modèles inspirés des théories de supercordes [21].

4.3.5 Brisure explicite de la supersymétrie

Il est possible de briser la supersymétrie de façon explicite en introduisant dans le lagrangien invariant de supersymétrie des termes non invariants. Néanmoins ces nouveaux éléments ne doivent pas introduire de nouvelles divergences quadratiques : la brisure doit être "douce" ("soft" terms). Les seuls termes renormalisables compatibles avec cette exigence sont [22] :

- des éléments de masse de scalaires du type $\mu\phi\phi^*$,
- des interactions trilinéaires entre scalaires,
- des termes de masse des jauginos.

La brisure explicite permet de briser la supersymétrie et d'aboutir à une phénoménologie compatible avec l'expérience. Elle est insatisfaisante dans la mesure où l'origine des termes de brisure est inconnue. Dans la suite, nous utiliserons l'appellation "MSSM non-contraint" lorsque nous évoquerons ce type de modèle.

La supersymétrie doit être brisée si elle constitue une symétrie fondamentale de la Nature. Le mécanisme de brisure est à ce jour inconnu et représente la principale source d'incertitude des théories supersymétriques. Les modèles réalistes disponibles peuvent donner des phénoménologies très différentes, ce qui pourrait permettre, à partir des mesures expérimentales, de les distinguer.

L'introduction d'une symétrie fermion/boson dans les théories quantiques des champs a permis de résoudre un des problèmes du Modèle Standard : le problème de la naturalité ou de hiérarchie des masses, liées aux divergences quadratiques qui apparaissent lorsque les corrections d'ordre supérieur à la masse du boson de Higgs sont estimées. Les boucles de fermions qui interviennent sont en quelques sorte compensées par des boucles contenant leur superpartenaire. La supersymétrie a en outre d'autres vertus : la gravitation est introduite de façon naturelle dans les modèles de supergravité, et l'unification des constantes de couplage est réalisée dans les théories supersymétriques, laissant entrevoir la possibilité d'un modèle unique décrivant les quatre interactions fondamentales. Par ailleurs, les modèles pour lesquels la $R_{parité}$ est conservée disposent d'une particule massive, neutre et stable, la LSP, qui pourrait constituer la matière noire de notre Univers [23]. Enfin, la supersymétrie est un ingrédient important des modèles de supercordes [24] qui tentent de décrire les quatre interactions fondamentales dans un cadre théorique commun.

Bibliographie

[1] par exemple :
H. P. Nilles, Phys. Rep. 110 (1984) 1.
P. van Nieuwenhuizen, Phys. Rep. 68 (1981) 189.
P. Fayet et S. Ferrara, Phys. Rep. 32 (1977) 249.
S. Ferrara, Phys. Rep. 105 (1984) 5.
Supersymmetry and Supergravity, J. Wess et J. Bagger, Princeton University Press.
Supersymmetric Gauge Filed Theory and String Theory, D. Bailin et A. Love, Institute of Physics Publishing.

[2] Yu. A. Gol'fand and E.P. Likhtman, JETP Lett. 13 (1971) 323.

[3] D.V. Volkov and V.P. Akulov, Phys. Lett. B 46 (1973) 109.

[4] J. Wess and B. Zumino, Nucl. Phys. B 70 (1974) 39 ; Phys. Lett. B 49 (1974) 52 ; Nucl. Phys. B 78 (1974) 1.

[5] C. Amsler et al. (Particle Data Group), Physics Letters B667, 1 (2008).

[6] S. Coleman and J. Mandula, Phys. Rev. 159 (1967) 1251.

[7] R. Haag, J. Lopuszański and M. Sohnius, Nucl. Phys. B88 (1975) 257.

[8] P. Fayet Phys. Lett. B 70 (1977) 461.

[9] P. Fayet Nucl. Phys. Proc. Suppl. 101 (2001) 81.

[10] M. Sohnius Phys. Rep. 128 (1985) 39.

[11] R. Barbier *et al.*, Phys. Rep. 420 (2005) 1.

[12] B. de Witt et D. Freedman, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 827.

[13] L. Alvarez-Gaumé, J. Polchinski et M. B. Wise, Nucl. Phys. B(1983) 495.

[14] H. Baer *et al.*, JHEP 0507 (2005) 065.

[15] J. Ellis *et al.*, Nucl. Phys. B 652 (2003) 259.

[16] L. Randall and R. Sundrum, Nucl. Phys. B 557 (1999) 79.
G. Giudice, M. Luty, H. Murayama et R. Rattazzi, JHEP 9812 (1998) 027.
J. A. Bagger, T. Moroi et E. Poppitz, JHEP 0004 (2000) 009.

[17] M. Drees et M. M. Nojiri, Nucl. Phys. B 369 (1992) 54.

[18] G. F. Giudice et R. Rattazzi, Phys. Rep. 322 (1999) 419.

[19] T. Gherghetta, G. F. Giudice et J. D. Wells, Nucl. Phys. B 559 (1999) 27.

[20] M. Carena, K. Huitu, T. Kobayashi, Nucl. Phys. B 592 (2001) 164.

[21] Voir, par exemple :
M. Cvetič *et al.*, Nucl. Phys. B 361 (1991) 194.
A. Brignole, L.E. Ibáñez and C. Muñoz, Nucl. Phys. B 422 (1994) 125 [Erratum-ibid. B 436 (1995) 747].
A. Love and P. Stadler,Nucl. Phys. B 515 (1998) 34.
P. Binetruy, M.K. Gaillard and B.D. Nelson, Nucl. Phys. B 604 (2001) 32.

[22] L. Girardello et M. T. Grisaru Nucl. Phys. B 194 (1982) 65.

[23] G. Jungman *et al.*, Phys. Rep. 267 (1996) 195.

[24] J. H. Schwarz, Phys. Rep. 89 (1982) 224.

Chapitre 5

Le stop : une particule supersymétrique peu ordinaire

Parmi tous les quarks du Modèle Standard, le top est le plus lourd. Sa grande masse, approchant celle d'un atome d'or, lui confère une place particulière dans la famille des quarks. Le scalaire top, ou stop, partenaire supersymétrique du quark top, pourrait être léger, et cette particularité s'expliquerait précisément par la grande valeur de la masse du quark top.

Ce chapitre est consacré au scalaire top. Il tente de préciser le rôle particulier que peut jouer ce squark dans les théories supersymétriques. La masse du stop peut être faible et les arguments menant à cette conclusion sont présentés dans une première partie. Un stop léger pourrait être phénoménologiquement intéressant, notamment dans la résolution de certaines énigmes de notre Univers, comme l'asymétrie matière/antimatière. La deuxième partie de ce chapitre traite de ce point. La troisième partie est dédiée aux désintégrations du stop, dans un premier temps de façon générale, puis dans un modèle particulier. Les résultats obtenus permettent de préciser les signatures à mettre en évidence lors de la recherche de la production de paires de stops auprès d'un collisionneur.

5.1 Stop et couplage de Yukawa du quark top

Dans le MSSM non-contraint, la matrice de masse des stops s'écrit, en termes des paramètres du lagrangien :

$$M^2_{\tilde{t}} = \begin{pmatrix} m^2_{\tilde{t}_L} & a_t m_t \\ a_t m_t & m^2_{\tilde{t}_R} \end{pmatrix}$$

avec :

$$\begin{aligned} m^2_{\tilde{t}_L} &= M^2_{\tilde{Q}} + m_t^2 + m_Z^2(\frac{1}{2} - \frac{2}{3}sin^2\theta_W)cos(2\beta) \\ m^2_{\tilde{t}_R} &= M^2_{\tilde{U}} + m_t^2 + \frac{2}{3}m_Z^2 sin^2\theta_W cos(2\beta) \\ a_t m_t &= (A_t - \mu cot\beta)m_t \end{aligned}$$

où m_t est la masse du quark top, A_t le couplage trilinéaire, $M_{\tilde{Q}}$ et $M_{\tilde{U}}$ les termes de brisure douce, m_Z la masse du boson de jauge Z^0, et θ_W l'angle de Weinberg.

Les états propres de masse des stops sont :

$$\begin{aligned} \tilde{t}_1 &= cos\theta_t\ \tilde{t}_L + sin\theta_t\ \tilde{t}_R \\ \tilde{t}_2 &= -sin\theta_t\ \tilde{t}_L + cos\theta_t\ \tilde{t}_R \end{aligned}$$

où $\tilde{t}_L$ et $\tilde{t}_R$ sont les partenaires supersymétriques des quarks top de chiralité gauche t_L et droite t_R. La différence des masses au carré de ces deux états propres vaut donc :

$$\Delta m^2 = \sqrt{(m^2_{\tilde{t}_L} - m^2_{\tilde{t}_R})^2 + 4a_t^2 m_t^2} \tag{5.1}$$

La particularité du stop participe du terme $a_t m_t$ dans cette dernière équation et de la valeur élevée de la masse du quark top par rapport aux autres quarks. Pour les deux premières générations de squarks, le terme correspondant à $a_t m_t$ est négligeable. La différence de masse entre les états propres est faible et les squarks $\tilde{q}_R$ et $\tilde{q}_L$ sont dégénérés en masse. Par contre pour la troisième génération, une différence de masse non négligeable entre les états propres de masse est possible du fait des masses élevées des quarks correspondants. Or pour que la supersymétrie apporte une réponse satisfaisante au problème de naturalité, il est nécessaire que les squarks de la troisième génération les plus lourds, $\tilde{t}_2$ et $\tilde{b}_2$, aient des masses au plus de l'ordre du TeV [1]. Cette limite permet, via un fort angle de mélange, d'avoir un stop $\tilde{t}_1$ très léger.

Dans des modèles de supergravité comme mSUGRA, caractérisé par un contenu minimal en superchamps et par des couplages au gravitino indépendants de saveur, il est possible d'estimer la valeurs des termes de brisure douce $M_{\tilde{Q}}$ et $M_{\tilde{U}}$ (définies à basse énergie) en fonction de m_0, de $m_{1/2}$ et du couplage de Yukawa du quark top à partir des équations du groupe de renormalisation. On a ainsi [2] :

$$M^2_{\tilde{Q}} \approx m_0^2 + 6.98 m_{1/2}^2 - 2m_0^2 \lambda_t^2 \Delta \tag{5.2}$$

$$M^2_{\tilde{U}} \approx m_0^2 + 6.55 m_{1/2}^2 - 4m_0^2 \lambda_t^2 \Delta \tag{5.3}$$

où λ_t est le couplage de Yukawa du quark top, $\lambda_t = \frac{g m_t}{\sqrt{2} m_W sin\beta}$, et $\Delta \sim 0.1$ est un paramètre sans dimension. Le couplage de Yukawa intervient alors de deux façons : il tend à diminuer les valeurs propres $m_{\tilde{t}_1}$ et $m_{\tilde{t}_2}$ via les équations (5.2) et (5.3) et il accroit la différence de masse entre les deux états propres via les équations (5.1), (5.2) et (5.3).

La conclusion de ces résultats est que le stop $\tilde{t}_1$ peut non seulement être le plus léger des squarks mais aussi plus léger que son partenaire, le quark top. Cette particularité n'est pas sans conséquences sur les recherches de paires de stops, parce qu'elle engendre une multitude de désintégrations possibles, compliquant ainsi la mise en évidence expérimentale.

5.2 Stop et baryogénèse électro-faible

L'Univers dans lequel nous vivons contient relativement peu d'antibaryons. Pourtant, d'après la théorie du big-bang, l'asymétrie baryon/antibaryon était très faible aux premiers instants de la formation de l'Univers (temps $t < 10^{-6}$ s et température $T > 1$ GeV) [3] :

$$\frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_B + n_{\bar{B}}} \sim (8.4 - 8.9) \times 10^{-11} \tag{5.4}$$

où n_B et $n_{\bar{B}}$ représentent les densités de baryons et d'antibaryons. En 1967, Sakharov [4] énonça trois conditions permettant d'aboutir à une asymétrie baryon/antibaryon :

a) non conservation du nombre baryonique,

b) violation des invariances sous les symétries C et CP,

c) brisure de l'équilibre thermique.

Dans le Modèle Standard, la condition a) est vérifié aux ordres supérieurs de la théorie. Les sources de violation de CP sont de deux ordres : une phase de la matrice CKM et un angle QCD fort θ_{QCD} relié à l'anomalie axiale U(1). Les valeurs de ces deux termes sont néanmoins trop faibles, dans le Modèle Standard, et ne permettent pas de créer une asymétrie suffisante [5].

Le mécanisme de baryogénèse électro-faible consiste à associer la condition c) à la brisure électro-faible dans le but de modéliser l'asymétrie baryon/antibaryon observée dans notre Univers. La brisure électro-faible a lieu à une température critique T_C. La transition de phase qui permet de passer de $SU(2)_L \times U(1)_Y$ à $U(1)_{QED}$ crée une asymétrie baryonique par des mécanismes que nous ne développerons pas ici [6]. Cette transition doit être du premier ordre pour que le taux des processus violant le nombre baryonique soit plus faible que le taux d'expansion de l'Univers. Dans les modèles de physique des particules, la brisure électro-faible est intimement liée au secteur du boson de Higgs et la contrainte associée à la transition de phase se traduit par :

$$\frac{v(T_C)}{T_C} \gtrsim 1 \tag{5.5}$$

où v est la valeur moyenne dans le vide du boson de Higgs à la transition de phase ($T = T_C$). Ce résultat peut alors s'interpréter en terme de masse du boson m_H en développant le potentiel scalaire aux hautes températures.

Ce mécanisme ne fonctionne pas dans le Modèle Standard : la limite obtenue sur m_H, de l'ordre de 40 GeV, est incompatible avec les mesures expérimentales [7]. Par contre, dans le MSSM, le mécanisme de baryogénèse électro-faible permet de remplir les conditions requises, en particulier quand le stop est léger.

Le scénario LSS [8], pour Light Stop Scenario, du MSSM est caractérisé par un stop léger, avec une composante droite $\tilde{t}_R$ dominante, et une masse proche, ou plus petite, de la masse du quark top $m_t = 171.3 \pm 1.2$ GeV [7]. Les autres squarks et les sleptons sont supposés très lourds et de masse commune $\tilde{m}$ pour que la contrainte expérimentale liée à m_H soit respectée. Les gluinos doivent être très lourds, pour éviter de trop grandes contributions aux masses des stops. Les grandes masses de scalaires imposent de réaliser les calculs à partir d'une théorie effective prenant notamment en compte les larges contributions logarithmiques à la masse du Higgs [8]. Le mécanisme de baryogénèse électro-faible permet d'expliquer l'asymétrie baryon/antibaryon avec les valeurs de paramètres suivantes [9] : $tan\beta \sim 5 - 15$, $\tilde{m} \sim 10 - 8000$ TeV, $m_H \lesssim 127$ GeV, $m_{\tilde{t}_1} \lesssim 120$ GeV. Notons que les domaines de masses du Higgs et du stop sont accessibles au Tevatron et au LHC. Nous reviendrons sur ce point lorsque nous exposerons les recherches de stop.

Dans ce scénario, les courants violant CP associés aux scalaires sont fortement réduits. La violation de CP peut alors intervenir dans le domaine des charginos et des neutralinos, par exemple via une phase associée au paramètre μ dans la matrice de masse des charginos [10]. Mais ces phases entrainent des contributions aux moments dipolaires de l'électron et du neutron importantes, notamment à une boucle. Pour minimiser ces dernières, il "suffit" que les masses des scalaires des deux premières générations aient des valeurs très élevées, de l'ordre de 10 TeV. Néanmoins les contributions à deux boucles ne sont pas négligeables et contraignent fortement l'espace des paramètres du MSSM [11, 12].

5.3 Désintégrations du stop

5.3.1 Hypothèses

La mise en évidence d'un stop léger, c'est-à-dire de masse typiquement inférieure à quelques centaines de GeV, repose sur la connaissance de ses produits de désintégration. Dans un modèle supersymétrique très général comme le MSSM, le stop peut se désintégrer de très nombreuses manières et nous devons émettre certaines suppositions (réalistes) de façon à tenter de mettre en évidence les signatures les plus plausibles manifestant la production de paires de stops. Ces hypothèses participent du spectre de particules supersymétriques envisagé, des contraintes expérimentales concernant certaines de ces sparticules et des contraintes indirectes.

5.3.1.1 Spectre des particules supersymétriques

Dans les modèles où la $R_{parité}$ est conservée, la première hypothèse concerne l'identité de la LSP. Des nombreux indices cosmologiques tendent à privilégier une LSP neutre et non colorée [13, 14], ce qui conduit aux candidats suivants : le neutralino le plus léger $\tilde{\chi}_1^0$, le sneutrino le plus léger $\tilde{\nu}$ (dans certains cas, les masses des sneutrinos $\tilde{\nu}_e$ et $\tilde{\nu}_\mu$ sont identiques mais supérieures à celle de $\tilde{\nu}_\tau$), et le gravitino $\tilde{G}$. De plus, nous supposerons que le stop est plus léger que les autres squarks et que le gluino.

5.3.1.2 Contraintes expérimentales

Des contraintes expérimentales supplémentaires provenant de mesures et de recherches effectuées à LEP100 et LEP200 peuvent également être appliquées dans le but de réduire l'espace des paramètres accessible :

- masses des sneutrinos $m_{\tilde{\nu}} > 44.7$ GeV [15],
- masse du boson de Higgs le plus léger $m_h > 114$ GeV [15],
- masses des sleptons $m_{\tilde{e}_R} > 99.9$ GeV, $m_{\tilde{\mu}_R} > 96.6$ GeV, $m_{\tilde{\tau}_1} > 92.6$ GeV [16].

La limite concernant les masses des sneutrinos provient d'un ajustement sur la largeur invisible du boson Z^0 dans l'hypothèse de l'existence de trois sneutrinos "gauches" ayant la même masse. Les valeurs des masses des sleptons citées correspondent aux limites observées. La valeur de la limite sur la masse du chargino le plus léger est plus délicate à choisir. En effet, dans un collisionneur e^+e^-, les charginos sont produits par paire dans la voie s par échange d'un W et dans la voie t par échange d'un sneutrino électron. L'interférence est destructive et la limite obtenue dépend de la masse du sneutrino. Pour $m_{\tilde{\nu}_e} > 300$ GeV, une masse de chargino inférieure à 103.5 GeV a été exclue en combinant les résultats des recherches directes des quatre expériences LEP [17]. Cette limite décroit néanmoins avec la masse du sneutrino et de la nature du chargino : des valeurs de 70-75 GeV ont été obtenues par une expérience seule [15]. Lorsque nous appliquerons les contraintes liées à la masse du chargino, nous prendrons les valeurs de 70 et 103.5 GeV.

5.3.1.3 Contraintes indirectes

Il est également possible d'appliquer d'autres contraintes issues soit de la cosmologie soit de mesures de précision. Dans le premier cas, il est supposé que la LSP est le constituant de la matière noire de notre Univers et contribue ainsi à la densité relique Ωh^2. Dans le deuxième cas, des contraintes provenant des désintégrations rares dans le domaine des saveurs lourdes peuvent être appliquées. Les valeurs que nous avons retenues sont :

- densité relique : $\Omega h^2 < 0.135$ [18].
- rapport d'embranchement $b \to s\gamma$: $2.83\ 10^{-4} \leq \mathrm{RE}(b \to s\gamma) \leq 4.27\ 10^{-4}$ [19].

Les contraintes directes et indirectes que nous venons de citer seront utilisées dans la suite de cet exposé. D'autres, comme celles concernant par exemple les mesures électrofaibles, auraient pu également être appliquées (un exemple de l'effet de telles contraintes dans divers modèles supersymétrique est disponible dans [20]).

5.3.2 Principales désintégrations du stop

Dans l'hypothèse d'un spectre de sparticules défini précédemment, les principales désintégrations du stop dans le cadre du MSSM sont données dans les tableaux 5.1 ($R_{parité}$ conserveée) et 5.2 ($R_{parité}$ non conservée). On peut constater que la situation est encore très complexe et que ce tableau ne nous permet pas de déduire les signatures résultant de la production de paires de stops. Pour réduire le nombre de désintégrations possibles, nous allons énoncer trois hypothèses supplémentaires :

- Seuls les jauginos les plus légers interviennent dans les désintégrations du stop.

– Pour les trois scénarii de LSP possibles, on suppose que les désintégrations dominantes sont :
  – $\tilde{G}$ LSP : $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ \gamma\tilde{G}$, $\tilde{\nu} \rightarrow \ \nu\tilde{G}$
  – $\tilde{\chi}_1^0$ LSP : $\tilde{G} \rightarrow \ \gamma\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\nu} \rightarrow \ \nu\tilde{\chi}_1^0$
  – $\tilde{\nu}$ LSP : $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ \nu\tilde{\nu}$, $\tilde{G} \rightarrow \ \nu\tilde{\nu}$
– Les désintégrations du Higgs chargé sont $c\bar{s}$ et $\tau\nu_\tau$.

	Désintégration		Conditions cinématiques	
2 corps	1	$\tilde{t}_1 \rightarrow$ t $\tilde{\chi}_i^0$,$\tilde{G}$	$m_{\tilde{t}_1} > \ m_t + m_{\tilde{\chi}_i^0,\tilde{G}}$	
	2	$\tilde{t}_1 \rightarrow$ b $\tilde{\chi}_j^+$	$m_{\tilde{t}_1} > \ m_b + m_{\tilde{\chi}_j^+}$	
	3	$\tilde{t}_1 \rightarrow$ c $\tilde{\chi}_i^0$,G	$m_{\tilde{t}_1} > \ m_{\tilde{\chi}_i^0,\tilde{G}}$	
3 corps	4	$\tilde{t}_1 \rightarrow$ bW$\tilde{\chi}_i^0$,$\tilde{G}$	$m_{\tilde{t}_1} > \ m_W + m_{\tilde{\chi}_i^0,\tilde{G}}$	$m_t + m_{\tilde{\chi}_i^0,\tilde{G}} > \ m_{\tilde{t}_1}$ $m_{\tilde{b}} + m_W > \ m_{\tilde{t}_1}$ $m_b + m_{\tilde{\chi}_j^+} > \ m_{\tilde{t}_1}$
	5	$\tilde{t}_1 \rightarrow$ bH$^+\tilde{\chi}_i^0$,$\tilde{G}$	$m_{\tilde{t}_1} > \ \mathrm{m}_H^+ + m_{\tilde{\chi}_i^0,\tilde{G}}$	$m_t + m_{\tilde{\chi}_i^0,\tilde{G}} > \ m_{\tilde{t}_1}$ $m_{\tilde{b}} + m_W > m_{\tilde{t}_1}$ $m_b + m_{\tilde{\chi}_j^+} > \ m_{\tilde{t}_1}$
	6	$\tilde{t}_1 \rightarrow b\ell\tilde{\nu}_\ell$	$m_{\tilde{t}_1} > \ m_b + m_{\tilde{\nu}_l}$	
	7	$\tilde{t}_1 \rightarrow b\ell\nu$	$m_{\tilde{t}_1} > \ m_b + m_{\tilde{l}}$	
4 corps	8	$\tilde{t}_1 \rightarrow$ b ff$'\tilde{\chi}_i^0$,$\tilde{G}$	$m_{\tilde{t}_1} > \ m_b + m_{\tilde{\chi}_i^0,\tilde{G}}$	$m_t + m_{\tilde{\chi}_i^0,\tilde{G}} > \ m_{\tilde{t}_1}$ $m_W + m_b + m_{\tilde{\chi}_i^0,\tilde{G}} > \ m_{\tilde{t}_1}$
				$m_{\tilde{b}} + m_W + m_{\tilde{\chi}_i^0,\tilde{G}} > \ m_{\tilde{t}_1}$
				$m_b + m_{\tilde{\chi}_j^+} > \ m_{\tilde{t}_1}$ $m_W + m_b + m_{\tilde{\chi}_i^0,\tilde{G}} > \ m_{\tilde{t}_1}$
				$m_t + m_{\tilde{\chi}_i^0} > \ m_{\tilde{t}_1}$ $m_{H^+} + m_b + m_{\tilde{\chi}_i^0,\tilde{G}} > \ m_{\tilde{t}_1}$
				$m_{\tilde{b}} + m_{H^+} + m_{\tilde{\chi}_i^0,\tilde{G}} > \ m_{\tilde{t}_1}$
				$m_b + m_{\tilde{\chi}_j^+} > \ m_{\tilde{t}_1}$ $m_{H^+} + m_b + m_{\tilde{\chi}_i^0,\tilde{G}} > \ m_{\tilde{t}_1}$
				$m_b + m_{\tilde{\chi}_j^+} > \ m_{\tilde{t}_1}$ $m_{\tilde{f}} + m_{\tilde{\chi}_j^+} + m_{\tilde{\chi}_i^0,\tilde{G}} > \ m_{\tilde{t}_1}$

TAB. 5.1 – Principales désintégrations du stop dans le MSSM avec $R_{parité}$ conservée.

En incluant ces hypothèses, il est possible de préciser les signatures de production d'une paire de stops ($R_{parité}$ conservée), comme l'indique le tableau 5.3

Il apparaît alors que les états finals signant la productions de paires de stops dans le MSSM avec $R_{parité}$ conservée sont en fait assez peu nombreux :
– 2 jets (b) + 2 leptons $+\not{E}_T$
– 2 jets (b) + 2 jets légers +1 lepton$+\not{E}_T$
– 2 jets (b) + 4 jets légers $+\not{E}_T$
– 2 jets (c) + $\not{E}_T$

Certains de ces états peuvent être accompagnés de paires de photons signalant la présence de $\tilde{\chi}_1^0$ et de $\tilde{G}$ dans la cascade de désintégration. Remarquons que ces états finals renferment des jets de saveurs lourdes. De plus, les canaux contenant des leptons (chargés) peuvent prendre une importance prépondérante, en particulier si la valeur des masses des sneutrinos ou des sleptons est faible. En fait, mis à part l'état final 2 jets (c) + $\not{E}_T$, les signatures provenant de la production de $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ sont les mêmes que celles issues de la production de paires de quark top, en ajoutant toutefois

Désintégration	Couplage
$\tilde{t}_1 \rightarrow ed$	λ'_{131}
$\tilde{t}_1 \rightarrow \mu d$	λ'_{231}
$\tilde{t}_1 \rightarrow \tau d$	λ'_{331}
$\tilde{t}_1 \rightarrow es$	λ'_{132}
$\tilde{t}_1 \rightarrow \mu s$	λ'_{232}
$\tilde{t}_1 \rightarrow \tau s$	λ'_{332}
$\tilde{t}_1 \rightarrow eb$	λ'_{133}
$\tilde{t}_1 \rightarrow \mu b$	λ'_{233}
$\tilde{t}_1 \rightarrow \tau b$	λ'_{333}
$\tilde{t}_1 \rightarrow d\bar{s}, s\bar{d}$	λ''_{312}
$\tilde{t}_1 \rightarrow d\bar{b}, b\bar{d}$	λ''_{313}
$\tilde{t}_1 \rightarrow b\bar{s}, s\bar{b}$	λ''_{323}

TAB. 5.2 – Possibles désintégrations du stop dans le MSSM avec $R_{parité}$ non conservée.

Désintégration	Etat final $\tilde{t}_1\tilde{t}_1$
$\tilde{t}_1 \rightarrow$ c $\tilde{\chi}_1^0$,$\tilde{G}$	2 jets (c) + $\not\!\!E_T$ +(γ γ)
$\tilde{t}_1 \rightarrow$ b $\tilde{\chi}_1^{\pm}$	
$\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow W^{+*}\tilde{\chi}_1^0, \tilde{G}$	2 jets (b) + 2 leptons+$\not\!\!E_T$ +(γ γ) 2 jets (b) + 2 jets légers + 1 lepton+$\not\!\!E_T$ +(γ γ) 2 jets (b) + 4 jets légers +$\not\!\!E_T$ + (γ γ)
$\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow H^{+*}\tilde{\chi}_1^0, \tilde{G}$	2 jets (b) + 2 τ +$\not\!\!E_T$ +(γ γ) 2 jets (b) + 4 jets légers +$\not\!\!E_T$ +(γ γ)
$\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \ell\tilde{\nu}_l$	2 jets (b) + 2 leptons+$\not\!\!E_T$
$\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{\ell}\nu_\ell$	2 jets (b) + 2 leptons+$\not\!\!E_T$ + (γ γ)
$\tilde{t}_1 \rightarrow$ b$W^+\tilde{\chi}_1^0$,$\tilde{G}$	2 jets (b) + 2 leptons +$\not\!\!E_T$ + (γ γ) 2 jets (b) + 2 jets légers +1 lepton+$\not\!\!E_T$ +(γ γ) 2 jets (b) + 4 jets légers +$\not\!\!E_T$ +(γ γ)
$\tilde{t}_1 \rightarrow$ b$H^+\tilde{\chi}_1^0$,$\tilde{G}$	2 jets (b) + 2 τ +$\not\!\!E_T$ + (γ γ) 2 jets (b) + 2 jets (c) + 2 jets légers +$\not\!\!E_T$ +(γ γ)
$\tilde{t}_1 \rightarrow b\ell\tilde{\nu}_\ell$	2 jets (b) + 2 leptons + $\not\!\!E_T$
$\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\ell}\nu$	2 jets (b) + 2 leptons + $\not\!\!E_T$ + (γ γ)
$\tilde{t}_1 \rightarrow$ b ff$'\tilde{\chi}_1^0$,$\tilde{G}$	2 jets (b) + 2 leptons+$\not\!\!E_T$ + (γ γ) 2 jets (b) + 2 jets légers+1 lepton+$\not\!\!E_T$ + (γ γ) 2 jets (b) + 4 jets légers +$\not\!\!E_T$ + (γ γ)

TAB. 5.3 – Principales désintégrations du stop et signature résultant de la production d'une paire $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$. Les photons sont la manifestation de la présence de $\tilde{\chi}_1^0$ et de $\tilde{G}$ dans la cascade de désintégration du stop.

de l'énergie transverse manquante. Cette dernière remarque n'implique pas que les sélections de l'analyse $t\bar{t}$ puissent s'appliquer à la recherche du signal $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$. Les conditions cinématiques des désintégrations des stops nécessitent des analyses dédiées, comme nous le verrons ultérieurement. Notons par ailleurs que la largeur du stop dans le mode $c\tilde{\chi}_1^0$ est très faible. Le temps de vie du stop est typiquement plus grand que 10^{-23} s, temps de l'interaction QCD. Dans ce mode, le stop s'hadronise avant de se désintégrer, contrairement au quark top.

Si la $R_{parité}$ n'est pas conservée, les états finals sont, en supposant qu'un seul couplage domine :
- 2 leptons (de même saveur) + 2 jets (pouvant être étiquetés saveur lourde)
- 4 jets (dont 2 peuvent être étiquetés saveur lourde)

Notons que dans ce cas la masse du stop peut être reconstruite. Il n'est pas aisé de préciser les modes de désintégration dominants dans l'hypothèse $R_{parité}$ violée dans la mesure où les contraintes connues concernant les paramètres $\lambda, \lambda^{'}$ et $\lambda^{''}$ portent sur les produits de couplages [21]. Il est néanmoins possible, à partir d'hypothèses raisonnables, d'aboutir à des scénarii plus précis. Ainsi en est-il des modèles dans lesquels des couplages bilinéaires et trilinéaires violent la $R_{parité}$ [22], permettant au neutrino d'acquérir une masse. Une comparaison des valeurs de masse obtenue avec les mesures concernant les oscillations permettent de restreindre les valeurs des couplages qui contribuent : $\lambda^{'}_{i33}$, $i = 1$ à 3. Les désintégrations du stop conduisent dans ce cas à des états finals $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ contenant deux jets étiquetés saveur lourde accompagnés de deux leptons. Ces modes peuvent être prépondérants par rapport aux désintégrations données dans le tableau 5.3. Notons que pour ces derniers, les états finals sont modifiés dans la mesure où la LSP n'est alors pas stable. Ainsi, la désintégration $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow b\bar{b}\nu$ donnera quatre jets (étiquetés saveur lourde) supplémentaires lors de la production $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$.

Cette étude a permis de mettre en évidence les états finals issus de la production de paires de stops mais ne nous a pas permis de quantifier l'importance relative des différents modes. Pour cela, il nous faut nous placer dans des modèles particuliers comme par exemple dans mSUGRA.

5.3.3 Désintégrations dans mSUGRA

On peut tenter d'estimer les désintégrations du stop le plus léger à en parcourant le plan $(m_0, m_{1/2}, A_0, tan\beta, sign(\mu))$ à l'aide du programme SDECAY [23] dans les limites suivantes :
- $100 \leq m_0 \leq 600$.
- $100 \leq m_{1/2} \leq 600$.
- -2000 $\leq A_0 \leq$ 2000.
- $tan\beta$ = 5, 10, 20, 30, 40, 50.
- $sign(\mu) = \pm 1$

Pour chaque point considéré, les contraintes expérimentales sont appliquées. Le neutralino le plus léger $\tilde{\chi}_1^0$ est la LSP et la masse du stop le plus léger est inférieure ou égale à 200 GeV. Les désintégrations ayant un rapport d'embranchement supérieur ou égal à 0.9 sont donnés sur la figure 5.1. On observe que les désintégrations dominantes sont assez peu nombreuses : $b\tilde{\chi}_1^+$, $c\tilde{\chi}_1^0$, $bW\tilde{\chi}_1^0$, $b\tilde{\chi}_1^0 f f^{'}$, $b\nu_\tau\tilde{\tau}_1^+$.

La prédominance de ces désintégrations est régi par les conditions cinématiques des points de supersymétrie considérés. Selon nos hypothèses, le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ est la LSP. Par ailleurs, dans mSUGRA, l'unification des masses des jauginos impose que la masse du chargino le plus léger soit environ deux fois plus grande que celle du neutralino le plus léger : $m_{\tilde{\chi}_1^+} \simeq 2\ m_{\tilde{\chi}_1^0}$. De plus, dans l'espace des paramètres que nous considérons, le chargino se désintègre essentiellement via le boson de jauge W. La masse de ce dernier interviendra donc comme paramètre dans les schémas de désintégrations du stop. On aboutit donc aux possibilités suivantes :
- $m_{\tilde{t}_1} \gtrsim m_{\tilde{\chi}_1^+}$: le mode $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ est dominant.
- $m_{\tilde{t}_1} \lesssim m_{\tilde{\chi}_1^+}$:
  - $m_{\tilde{t}_1} \gtrsim m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_W$: le mode $\tilde{t}_1 \rightarrow bW\tilde{\chi}_1^0$ est dominant.

– $m_{\tilde{t}_1} \lesssim m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_W$: le mode $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0 f f'$ est dominant.
– $m_{\tilde{t}_1} \ll m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_W$: le mode $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ est dominant.

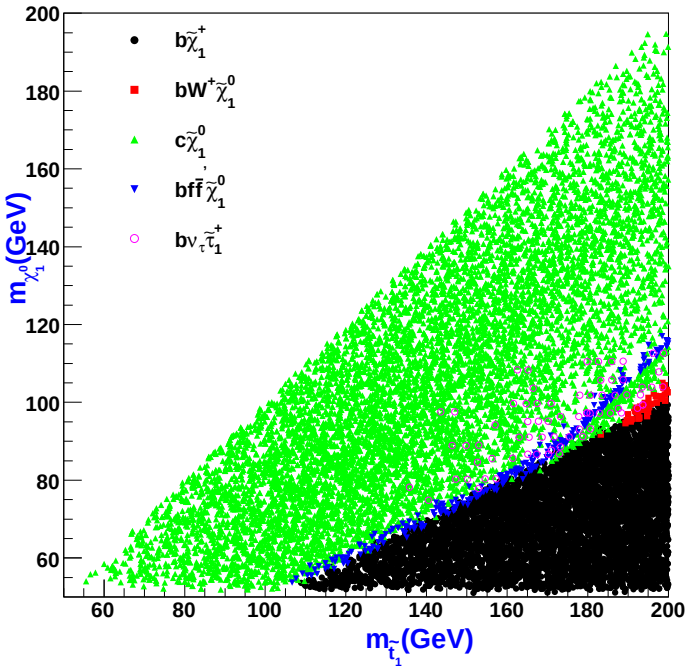


FIG. 5.1 – Désintégrations du stop le plus léger ayant un rapport d'embranchement supérieur à 0.9 dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ dans le cadre du modèle mSUGRA.

Ces conclusions doivent être nuancées après un examen approfondi de la figure 5.1. Dans la région 170 GeV $\leq m_{\tilde{t}_1} \leq$ 200 GeV et 80 GeV $\leq m_{\tilde{\chi}_1^0} \leq$ 130 GeV, on constate la présence d'un domaine dans lequel le canal dominant est $c\tilde{\chi}_1^0$ alors que les conditions cinématiques tendent à imposer $bW\tilde{\chi}_1^0$. Dans cette région, les conditions cinématiques sont $m_{\tilde{\chi}_1^+} \geq m_{\tilde{t}_1}$ et $m_{\tilde{t}_1} \geq m_W + m_{\tilde{\chi}_1^0}$. La désintégration $bW\tilde{\chi}_1^0$ se manifeste via un chargino virtuel et la largeur correspondante est d'autant plus faible que la différence entre la masse du stop et celle du chargino augmente, c'est-à-dire, pour une masse de stop donnée, quand la masse du neutralino le plus léger augmente.

On observe par ailleurs l'intervention du stau le plus léger, $\tilde{\tau}_1^+$, dans les désintégrations du stop $\tilde{t}_1$. Dans notre étude, le stop est toujours plus lourd que le stau et cela s'explique par deux résultats : comme dans le cas du stop, la masse du stau est abaissée par un fort mélange entre $\tilde{\tau}_R^+$ et $\tilde{\tau}_L^+$; les corrections radiatives sont moins fortes pour le stau, entité non colorée. La désintégration $\tilde{t}_1 \rightarrow b\nu_\tau\tilde{\tau}_1^+$ est donc toujours cinématiquement possible. Elle peut concurrencer des modes ayant de faibles largeurs comme $c\tilde{\chi}_1^0$, $bW\tilde{\chi}_1^0$ ou encore $b\tilde{\chi}_1^0 f f'$.

Cette étude peut être complétée en précisant les modes de désintégrations du chargino le plus léger $\tilde{\chi}_1^\pm$ dans l'hypothèse RE$(\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+) \geq 0.9$. La figure 5.2 donne, dans le plan $(m_{\tilde{\chi}_1^+}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$, les modes de désintégration de $\tilde{\chi}_1^+$ ayant un rapport d'embranchement supérieur à 0.9.

Les désintégrations dominantes du chargino sont au nombre de trois : $W\tilde{\chi}_1^0$, $\nu\tilde{\tau}_1^+$ et $e\nu\tilde{\chi}_1^0 + \mu\nu\tilde{\chi}_1^0 + \tau\nu\tilde{\chi}_1^0 + u\bar{d}\tilde{\chi}_1^0 + c\bar{s}\tilde{\chi}_1^0$. Le mode $\nu\tilde{\tau}_1^+$ est prépondérant dès que $m_{\tilde{\chi}_1^+} \geq m_{\tilde{\tau}_1}$. Si cette condition n'est pas vérifiée, la désintégration principale est $W\tilde{\chi}_1^0$ lorsque $m_{\tilde{\chi}_1^+} \geq m_W + m_{\tilde{\chi}_1^0}$. Le dernier mode possible, $e\nu\tilde{\chi}_1^0 + \mu\nu\tilde{\chi}_1^0 + \tau\nu\tilde{\chi}_1^0 + u\bar{d}\tilde{\chi}_1^0 + c\bar{s}\tilde{\chi}_1^0$, apparait lorsque $m_{\tilde{\chi}_1^+} \leq m_{\tilde{\tau}_1}$ et $m_{\tilde{\chi}_1^+} \leq m_W + m_{\tilde{\chi}_1^0}$. Les rapports d'embranchement en leptons et en quarks de ce mode dépendent de la masse des

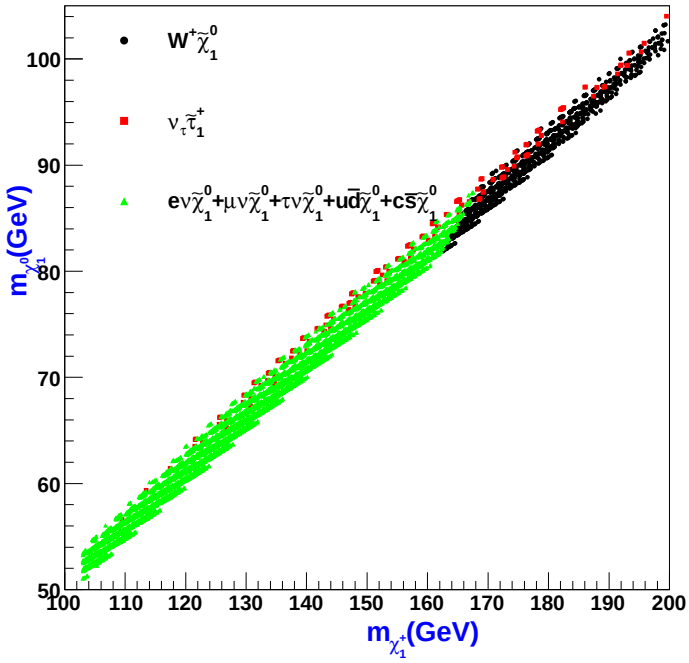


FIG. 5.2 – Désintégrations du chargino le plus léger ayant un rapport d'embranchement supérieur à 0.9 dans le plan ($m_{\tilde{\chi}_1^+}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$) dans le cadre de mSUGRA. Le stop est supposé se désintégrer en $b\tilde{\chi}_1^+$ avec un rapport d'embranchement supérieur à 0.9.

sparticules (virtuelles) impliquées. Ils sont égaux dans la majorité des cas à ceux du boson W. Le rapport d'embranchement en tau peut s'accroître par une contribution d'un boson de Higgs chargé virtuel.

Que deviennent ces résultats lorsque l'on applique les contraintes indirectes concernant la matière noire ou les désintégrations rares dans le domaine des saveurs lourdes ? Pour chaque point de supersymétrie considéré, les valeurs de densité relique et du rapport d'embranchement $b \to s\gamma$ ont été évaluées à partir du programme MicroMEGAs [24] et les contraintes indirectes appliquées. La contrainte cosmologique tend à favoriser les désintégrations $c\tilde{\chi}_1^0$ et $b\nu_\tau\tilde{\tau}_1^+$(figure 5.3 gauche). La désintégration $b\tilde{\chi}_1^+$ n'est possible que pour de faibles masses de neutralino. La contrainte concernant le rapport d'embranchement $b \to s\gamma$ a un effet dramatique : seuls deux modes survivent, $c\tilde{\chi}_1^0$ et $b\tilde{\chi}_1^+$. La combinaison des deux contraintes restreint les désintégrations du stop le plus léger au mode $c\tilde{\chi}_1^0$ (figure 5.3 droite), dans un domaine où la diffeérence de masse $\Delta m = m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ est faible et n'excède pas 40 GeV. On aboutit à un seul domaine, $180 \leq m_{\tilde{t}_1} \leq 200$ GeV, le domaine $m_{\tilde{t}_1} \leq 100$ GeV étant exclu par les recherches effectuées au LEP dans ce canal.

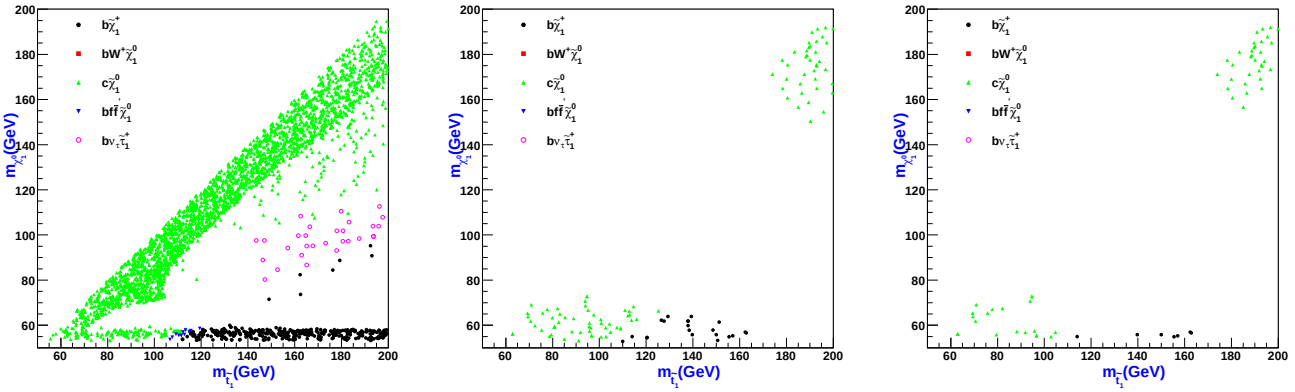


FIG. 5.3 – Désintégrations du stop le plus léger ayant un rapport d'embranchement supérieur à 0.9 dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ dans le cadre du modèle mSUGRA après application de la contrainte cosmologique ($\Omega h^2 \leq 0.135$) (gauche), de la contrainte $2.83\ 10^{-4} \leq \mathrm{RE}(b \to s\gamma) \leq 4.27\ 10^{-4}$ (milieu), et de la combinaison de ces deux contraintes (droite).

L'application de la contrainte cosmologique induit de sévères restrictions sur les modes de désintégration du chargino (figure 5.4 gauche) : le mode $W\tilde{\chi}_1^0$ est totalement éliminé, la désintégration $\nu\tilde{\tau}_1^+$ devient marginale et l'état final $e\nu\tilde{\chi}_1^0 + \mu\nu\tilde{\chi}_1^0 + \tau\nu\tilde{\chi}_1^0 + u\bar{d}\tilde{\chi}_1^0 + c\bar{s}\tilde{\chi}_1^0$ subsiste. La contrainte liée aux saveurs lourdes a des effets encore plus drastiques (figure 5.4 milieu) et tend à éliminer les modes $W\tilde{\chi}_1^0$ et $\nu\tilde{\tau}_1^+$. L'application des deux contraintes réduit fortement les possibilités de désintégration du chargino (figure 5.4 droite).

Le rôle particulier que pourrait jouer le scalaire top dans les modèles supersymétriques serait un reflet direct de la place remarquable qu'occupe le quark top dans le Modèle Standard. Le stop pourrait être plus léger que les autres sparticules précisément parce que le quark top est beaucoup plus lourd que les autres quarks. Ce résultat a des conséquences directes sur les désintégrations du stop. Si l'équation $m_{\tilde{t}_1} \leq m_t + m_{LSP}$ est vérifiée, le nombre de modes possibles s'accroît rapidement mais, lorsque la $R_{parité}$ est conservée, les signatures issues de la production de paires de stop sont similaires à celles de la production de paires de top [1], auxquelles il s'agit d'ajouter deux jets+$\not{E}_T$,

[1] Les rapports d'embranchements en leptons et quarks peuvent néanmoins être forts différents et l'énergie transverse manquante est une caractéristique de la supersymétrie lorsque la $R_{parité}$ est conservée.

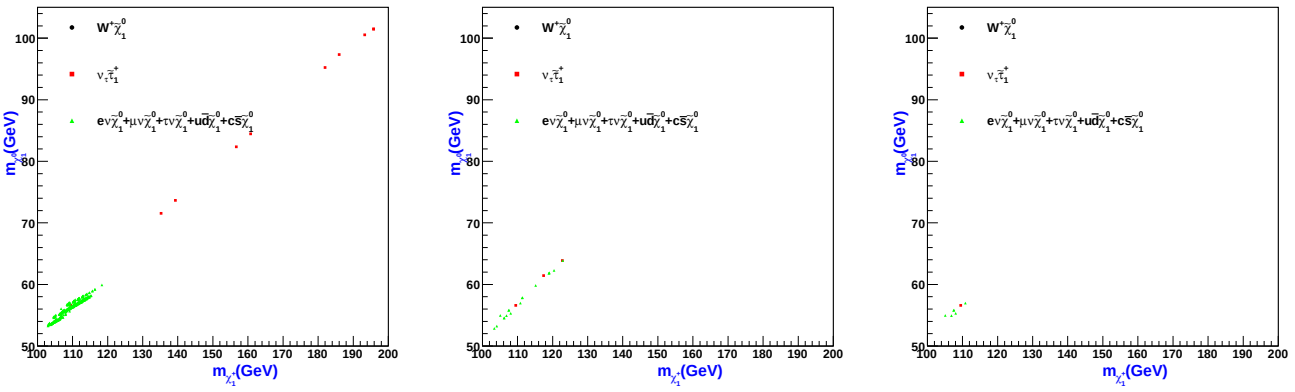


FIG. 5.4 – Désintégrations du chargino le plus léger ayant un rapport d'embranchement supérieur à 0.9 dans le plan ($m_{\tilde{\chi}_1^+}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$) dans le cadre de mSUGRA. Le stop est supposé se désintégrer en b$\tilde{\chi}_1^+$ avec un rapport d'embranchement supérieur à 0.9 après application de la contrainte cosmologique ($\Omega h^2 \leq 0.135$) (gauche), de la contrainte 2.83 $10^{-4} \leq$ RE($b \rightarrow s\gamma$) $\leq$ 4.27 10^{-4} (milieu), et de la combinaison de ces deux contraintes (droite).

provenant de la désintégration $c\tilde{\chi}_1^0$. Si la $R_{parité}$ est violée, les signatures sont très claires et la masse du stop peut être reconstruite.

Une étude dans un modèle donné, mSUGRA, a permis de mettre en évidence les désintégrations dominantes du stop en fonction de la cinématique des points de supersymétrie considérés. L'application d'une contrainte cosmologique concernant la densité de matière noire et d'une contrainte liée au domaine des savaurs lourdes permet de fortement réduire le nombre de modes possibles. Seul le mode $c\tilde{\chi}_1^0$ semble demeurer, pour des masses de stop supérieures à 180 Gev et $\Delta m = m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 20$ GeV. Ces résultats ne doivent pas être généralisés à d'autres modèles. Il est probable que dans GMSB ou AMSB, les résultats seraient différents. Des études dédiées seraient nécessaires.

Bibliographie

[1] S. Dimopoulos et G. Giudice, Phys. Lett. B 393 (1997) 72.

[2] A. Bouquet, J. Kaplan et C. A. Savoy, Nucl. Phys. B 262 (1985) 299.

[3] M. Shaposhnokov, Progr. Theo. Phys. 122 (2009) 185.

[4] A. D. Sakharov, Sov. Phys. JETP Lett 5 (1967) 24.

[5] D. Delépine, NATO Adv.Study Inst.Ser.B Phys.363 (1997) 293.

[6] M. Carena et C. M. Wagner, FERMILAB-PUB-97-095-T, CERN-TH-97-074.

[7] C. Amsler et al. (Particle Data Group), Phys. Lett. B 667 (2008) 1.

[8] M. Carena *et al.*, JHEP 0810 (2008) 062.

[9] M. Carena *et al.*, Nucl. Phys. B 812 (2009) 243.

[10] H. Murayama et A. Pierce, Phys. Rev. D67 (2003) 071702.

[11] D. Chang *et al.*, Phys. Rev. D66 (2002) 116008.

[12] K. Blum *et al.*, arXiv :1003.2447.

[13] J. Ellis *et al*, Nucl. Phys. B 238 (1984) 453.

[14] G. Jungman et M. Kamionkowski, Phys. Rep. 267 (1996) 1995.

[15] C. Amsler et al. (Particle Data Group), Physics Letters B667, 1 (2008).

[16] LEPSUSYWG/04-01.1 - http ://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/www/sleptons_summer04/slep_final.html.

[17] LEPSUSYWG/01-03.1 - http ://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/www/inos_moriond01/charginos_pub.html.

[18] A. Arbey et F. Mahmoudi, Phys. Lett. B 669 (2008) 46.

[19] Heavy Flavor Averaging Group, http ://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag.

[20] O. Buechmueller *et al.*, JHEP 0809 (2008) 117.

[21] R. Barbier *et al.*, Phys. Rep. 420 (2005) 1.

[22] S. B. Das, A. Datta et S. Poddar, Phys. Rev. D 73 (2006) 075014.
D. Restrepo, W. Porod et J. W. F. Valle, Phys. Rev. D 64 (2001) 055011.
F. de Campos *et al.*, Physics at Run II : Workshop on Supersymmetry/Higgs : Summary Meeting, Batavia, IL, 19-21 Nov 1998, hep-ph/9903245

[23] M. Mühlleitner, A. Djouadi and Yann Mambrini, Comput.Phys.Commun.168 (2005) 46.

[24] G. Bélanger, F. Boudjema, A. Pukhov and A. Semenov, Comput. Phys. Commun. 174 (2006) 577 ; hep-ph/0405253.
G. Bélanger, F. Boudjema, A. Pukhov and A. Semenov, Comput. Phys. Commun. 149 (2002) 103 ; hep-ph/0112278.

Chapitre 6

Recherches de Stops

Les recherches directes de production de paires de stops légers auprès de quelques collisionneurs de physique des hautes énergies sont décrites dans ce chapitre. Les stratégies adoptées au cours de la chasse du stop dépendent en premier lieu du dispositif expérimental utilisé : en fonction du type de collisionneur, leptonique ou hadronique, le mode de production, les sections efficaces de production, la connaissance des bruits de fond diffèrent et l'approche de l'analyse peut être foncièrement distincte. Nous décrivons dans une première partie les spécificités des paires de stops dans les collisionneurs leptonique et hadronique avant d'exposer les différentes recherches et les résultats obtenus. Nous avons choisi un exposé chronologique, en présentant les recherches passées auprès du collisionneur e^+e^- LEP au CERN, présentes auprès du Tevatron à Fermilab, prochaines auprès du LHC au CERN, et enfin futures auprès du collisionneur linéaire ILC.

Comme nous l'avons précisé au début de ce document, la recherche du stop est l'une de nos activités de prédilection. Auprès du LEP, nous recherchâmes ce scalaire dans les événements contenant deux jets accompagnés par de l'énergie manquante, signature de la production de paires de stops se désintégrant en c+neutralino. Dans l'expérience DØ, nous traquons le stop dans le canal b+lepton+sneutrino qui conduit à la production d'événements constitués de deux jets, deux leptons et de l'énergie manquante dans le plan transverse. Ces analyses sont ici replacées dans le contexte plus général de la recherche directe du stop auprès de collisionneurs.

6.1 Spécificités des recherches de paires de stops : collisionneurs leptonique et hadronique

6.1.1 Modes de production et sections efficaces

Les modes de production des paires de stops sont bien sûr directement liés au type de collisionneur auprès duquel les expériences ont lieu. Pour un collisionneur leptonique e^+e^-, les paires de stops sont produites via l'interaction électro-faible alors que l'interaction forte domine dans une machine hadronique.

Auprès du LEP, les paires de stops légers sont produites par échange d'un photon et/ou d'un boson Z^0 dans la voie s (Figure 6.1). Le couplage $Z^0\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ dépend de l'angle de mélange du stop $\theta_{\tilde{t}}$ et la section efficace de production est minimale pour $\theta_{\tilde{t}}$=0.98 et maximale pour $\theta_{\tilde{t}}$=0, si les faisceaux incidents ne sont pas polarisés. Une telle dépendance dans les paramètres supersymétriques n'est pas présente au Tevatron ou au LHC, où deux modes complémentaires entrent en jeu : la fusion de gluons gg et l'annihilation $q\bar{q}$ (Figure 6.2). Par contre la connaissance des fonctions de distributions de partons (PDF) est très importante dans ce dernier cas.

Auprès de l'ILC, les paires de stops sont produites de la même façon qu'auprès du LEP (figure 6.1). Mais la section efficace dépend des valeurs de polarisation des électrons P_{e^-} et positonsP_{e^+}. La dépendance en la polarisation dépend de l'angle de mélange $\theta_{\tilde{t}}$, comme l'illustre la figure 6.3 :

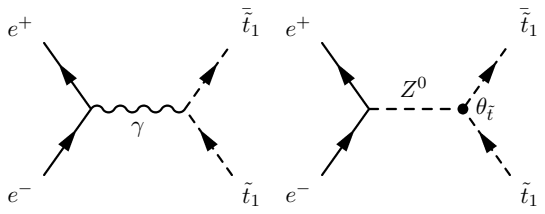


FIG. 6.1 – Graphes de production de paires de stops à LEP.

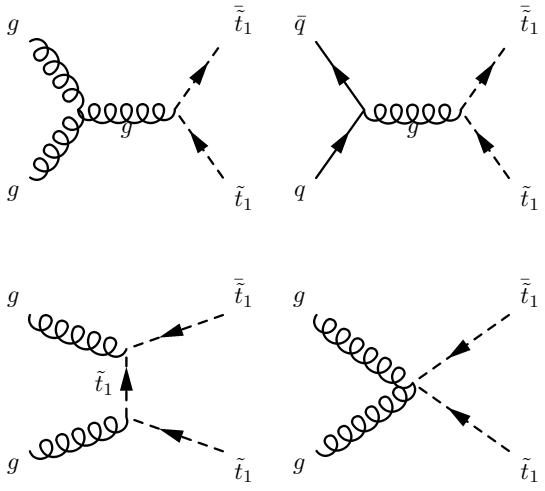


FIG. 6.2 – Graphes de production de paires de stops au Tevatron et au LHC.

pour un angle de mélange donné, les polarisations gauche et droite ont des effets opposés.

Les valeurs des sections efficaces théoriques de production de paires de stops sont disponibles sur la figure 6.4 pour les collisionneurs hadroniques. Le nombre d'événements attendus pour un stop de masse égale à 200 GeV pour les différents collisionneurs est résumé dans le tableau 6.1. La production de paires de stops est certes copieuse dans un collisionneur hadronique (le stop étant coloré) mais le bruit de fond est aussi doté de sections efficaces élevées. Dans un collisionneur hadronique, l'incertitude relative concernant la section efficace théorique est de l'ordre de 20%. Ces valeurs sont obtenues en ajoutant quadratiquement les variations relatives issues des incertitudes sur les PDF et des modifications lors d'un changement d'un facteur 2 autour de la valeur nominale (prise comme étant égale à la masse du stop) des échelles de renormalisation et de factorisation.

Dans un collisionneur hadronique, la contribution relative des modes de production (fusion de gluons ou annihilation $q\bar{q}$) dépend à la fois de la masse du stop et de l'état initial : au Tevatron (figure 6.5 gauche), le mode gg représente environ 65% (35 %) de la section efficace totale pour $m_{\tilde{t}_1} = 100$ GeV (180 GeV) alors que ce mode domine clairement au LHC où il représente plus de 90% sur un gamme de masse allant de 100 GeV à 1 TeV. On observe par ailleurs une nette différence entre les résultats obtenus à l'ordre la plus bas de la théorie (LO) et ceux incluant les ordres supérieurs (NLO). Les générateurs utilisés pour les analyses de recherche de paires de stops sont à l'ordre le plus bas et ne donnent donc pas une contribution du mode gg satisfaisante. Il est d'autant plus nécessaire d'utiliser le bon rapport $gg/q\bar{q}$ que les valeurs des moments transverses des stops sont en moyenne plus faibles pour le mode gg(figure 6.6 à gauche).

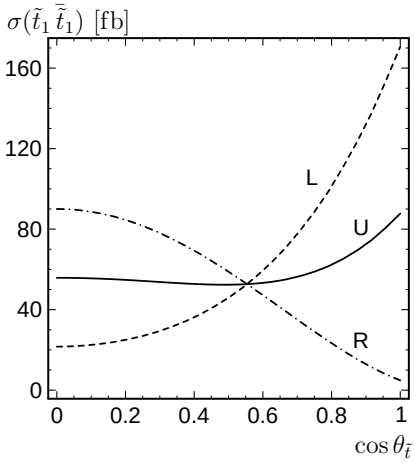


FIG. 6.3 – Section efficace totale $e^+e^-\rightarrow\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$en fb à $\sqrt{s} = 500$ GeV en fonction de $cos\theta_{\tilde{t}}$ pour un faisceau d'électrons sans polarisation (U), avec une polarisation gauche (L) et droite (R). La masse du stop est de 180 GeV. Cette figure est extraite de [1].

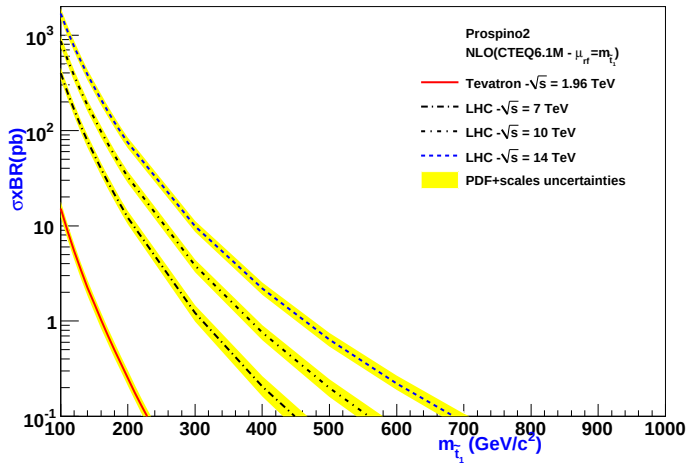


FIG. 6.4 – Section efficace théorique de production de paires de stops au Tevatron et au LHC. Les résultats ont été obtenus à l'aide du programme Prospino2 [2]. Les échelles de renormalisation et de factorisation sont égales à la masse du stop considérée.

Collisionneur	$N_{\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1}/fb$ $m_{\tilde{t}_1} = 200$ GeV		
	$\theta_{\tilde{t}}$=0	$\theta_{\tilde{t}}=\frac{\pi}{2}$	$\theta_{\tilde{t}}$=0.98
ILC ($\sqrt{s}$ = 500 GeV)			
P_{e^-}=0, P_{e^+}=0	54	35	33
P_{e^-}=-0.8, P_{e^+}=0.6	152	22	51
P_{e^-}=0.8, P_{e^+}=-0.6	8	82	49
Tevatron ($\sqrt{s}$ = 1.96 TeV)	254		
LHC			
$\sqrt{s}$ = 7 TeV	12200		
$\sqrt{s}$ = 10 TeV	32500		
$\sqrt{s}$ = 14 TeV	74500		

TAB. 6.1 – Nombre de paires de stops attendus ($m_{\tilde{t}_1} = 200$ GeV) par fb produit pour différents collisionneurs. Ces résultats ont été obtenus avec Calvin [4] pour ILC et Prospino2 [2] pour le Tevatron et le LHC, en prenant CTEQ6M comme PDF.

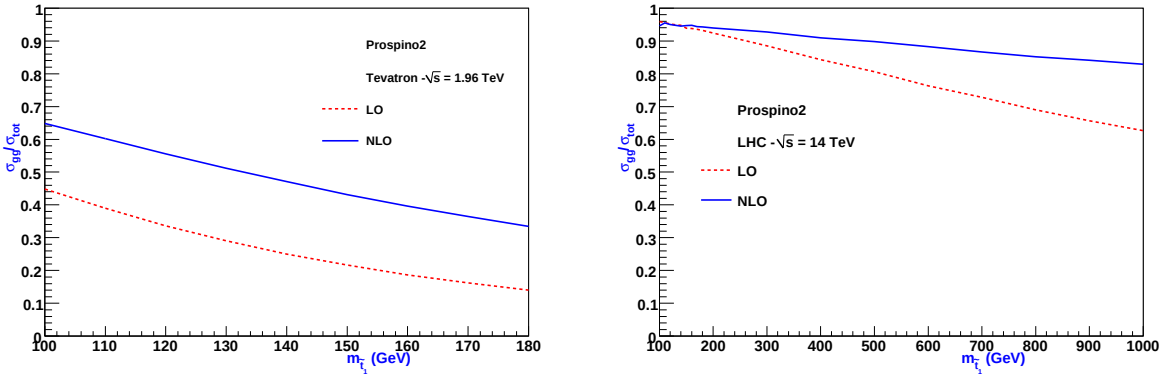


FIG. 6.5 – Contribution du mode de production par fusion de gluons en fonction de la masse du stop au Tevatron (gauche) et au LHC (droite). La fonction de distribution partonique utilisée est CTEQ6.1M [3].

6.1.2 Le déclenchement

Comme nous l'avons souligné dans la première partie de cet opuscule (chapitre 1, section 1.3), le déclenchement est un élément fondamental d'un collisionneur hadronique : il permet, à partir d'un système sophistiqué de filtres, d'enregistrer à un taux de quelques dizaines de Hz les événements qui présentent un intérêt particulier. Les critères de filtrage utilisés sont néanmoins le résultat d'un compromis entre la valeur de l'efficacité de détection d'un processus physique donné et le taux d'enregistrement disponible. Mais, alors que dans une expérience comme DELPHI auprès du LEP la présence d'une seule trace de bas p_T était suffisante pour que l'événement soit enregistré, les taux de production dans un collisionneur hadronique, issus en particulier des processus nés de l'interaction forte, sont tels que des seuils en p_T relativement élevés sont nécessaires. Cet aspect a un impact direct sur les recherches de processus rares comme le stop, parce que les analyses concernées privilégient l'efficacité à la pureté.

Dans l'expérience DØ, les efficacités de déclenchement sont évaluées à partir des données produites par le Tevatron en s'appuyant sur une résonance, en l'occurrence le boson Z^0, dans le but de s'affranchir le plus possible du bruit de fond instrumental issus des processus QCD. La méthode dite "tag-and-probe" est utilisée : elle consiste à étiqueter l'événement à partir de l'un des objets de désintégration du Z^0 et à calculer l'efficacité de déclenchement à partir de l'autre objet. Le fait d'utiliser le boson Z^0 définit la gamme de moments transverses pour laquelle les résultats de la procédure sont utilisables : dans le domaine $p_T \lesssim 15$ GeV, la quantité de données est insuffisante et ne permet pas d'aboutir à une précision de mesure satisfaisante.

L'impact d'un tel résultat est important pour la recherche de sparticules au Tevatron. Nous allons l'illustrer à propos de la recherche de paires de stops dans l'état final $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow e^+e^-b\bar{b}\tilde{\nu}_e\tilde{\nu}_e$. On considère que les sneutrinos sont invisibles et la signature obtenue est composé de deux jets, deux électrons et de l'énergie manquante dans le plan transverse. Le spectre en moment transverse des objets visibles dépend de $\Delta m = m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\nu}_\ell}$, la différence entre la masse du stop et la masse du sneutrino, comme l'illustre la figure 6.6 (gauche). Il apparaît clairement qu'un seuil de 15 GeV élimine une très grande partie des événements pour lesquels Δm est inférieure à 20 GeV. Les efficacités de déclenchement sont proches de 0 pour des différences de masses de 20 GeV et atteignent 25% dans les cas des grandes différences de masses (figure 6.6 gauche).

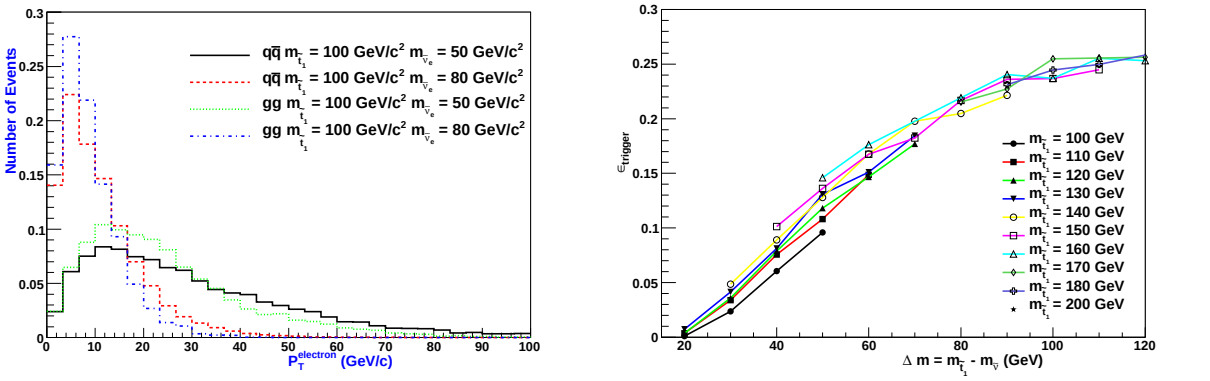


FIG. 6.6 – Spectre en moment transverse des électrons produits par le processus $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow e^+e^-b\bar{b}\tilde{\nu}_e\tilde{\nu}_e$ (figure de gauche). Efficacités de déclenchement en fonction de la différence de masse entre le stop et le sneutrino $\Delta m = m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\nu}_\ell}$, pour diverses masses de stops (figure de droite). Ces efficacités ont été obtenues en requérant la présence de deux électrons reconstruits de moment transverse supérieur à 15 GeV dans la zone centrale du détecteur.

Est-il possible d'estimer les efficacités de déclenchement pour des valeurs de moments transverses

plus petits que 15 GeV ? Pour explorer de telles régions, il peut sembler naturel d'appliquer la méthode du "tag-and-probe" à des processus comme $p\bar{p} \rightarrow J/\Psi \rightarrow \ell^+\ell^-$. Mais, dans cette région des faibles moments transverses, le bruit de fond multijet issus des processus QCD (que nous développons dans la section suivante) est trop difficile à appréhender, notamment dans le canal e^+e^-, et interdit toute extraction exploitable d'un signal J/Ψ.

6.1.3 Connaissance des bruits de fond

Les principaux processus du Modèle Standard considérés dans les recherches de stop décrites ci-dessous sont répertoriés dans le tableau 6.2. Leurs sections efficaces peuvent être très élevées comparées à celles de la production de paires de stops.

Tevatron		ILC			
Processus	Section Efficace (pb)	Processus	Section Efficace (pb)		
		P_{e^-}/P_{e^+}	0/0	-0.8/0.6	0.8/-0.6
$Z/\gamma^*(\rightarrow \ell^+\ell^-)$+jets		W^+W^-	8.55	24.54	0.77
15 GeV $\leq M_{\ell\ell} <$ 60 GeV	551	ZZ	0.49	1.02	0.44
60 GeV $\leq M_{\ell\ell} <$ 130 GeV	262	$We\nu$	6.14	10.57	1.82
130 GeV $\leq M_{\ell\ell} <$ 250 GeV	1.9	eeZ	7.51	8.49	6.23
$W(\rightarrow \ell\nu)$+jets	8304	$q\bar{q}$	13.14	25.35	14.85
$t\bar{t}$	6.77	$t\bar{t}$	0.55	1.13	0.50
Diboson (WW, ZZ, WZ)	(12,3.7,1.4)	$\gamma\gamma$, $p_T \geq$ 5 GeV	936		

TAB. 6.2 – Principaux processus du Modèle Standard considérés par les analyses de supersymétrie auprès du Tevatron et de l'ILC ($\sqrt{s} = 500$ GeV).

Dans un collisionneur hadronique, un processus physique donné peut être produit via les interactions électro-faible et forte. Dans ce dernier cas, la connaissance théorique de la section efficace de production dépend assez fortement des fonctions de densité partonique (PDF). L'incertitude associée peut être élevée : pour un processus comme la production de paires $t\bar{t}$, qui constitue, comme nous le verrons ultérieurement, un des bruits de fond résiduels de la recherche de paires de stops dans le canal $b\ell\tilde{\nu}_\ell$, elle atteint 15% et représente l'une des incertitudes systématiques les plus élevées.

Une autre spécificité des collisionneurs hadroniques concerne le bruit de fond instrumental, également appelé bruit de fond multijets ou encore bruit de fond QCD. Il est composé d'événements multijets produits par interaction forte et pour lesquels l'un au moins des jets est reconstruit comme un des objets d'un état final donné. Il est estimé à partir des données collectées par le collisionneur et dépend de l'état final recherché. Plusieurs méthodes d'estimation de ce bruit de fond sont disponibles, donnant des incertitudes systématiques de l'ordre de 20 à 30%. Illustrons ces propos par un exemple.

Supposons que nous soyons à la recherche d'événements contenant deux leptons isolés, signant par exemple la production $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow b\bar{b}\ell\ell'\tilde{\nu}\tilde{\nu}$. La première phase, étape de préselection, consiste donc à sélectionner des événements ayant déclenché un menu donné (lepton seul ou dilepton) et renfermant deux leptons. Le bruit de fond multijet renfermera dans ce cas deux leptons dont l'un au moins n'est pas isolé et l'ensemble correspondant est sélectionné dans les données à partir de ce critère. Il s'agit alors de normaliser ce lot. Pour cela, il est possible d'utiliser la distribution en énergie transverse manquante $\not{E}_T$. A l'étape de préselection, un excès de données est observé dans la région des basses valeurs de $\not{E}_T$. Cet excès peut être attribué au fond multijet dont on peut estimer la contribution en procédant à un ajustement exponentiel après soustraction des événements MC du Modèle Standard dans un domaine qui sera ensuite exclu par l'analyse (par exemple $\not{E}_T \leq$ 20 GeV). La normalisation ainsi obtenue est alors appliquée au lot multijet identifié précédemment. Une

autre méthode de normalisation consiste à utiliser les distributions en moment transverse des deux leptons sélectionnés par l'analyse. A l'étape de préselection, un excès de données est observé pour les bas moments, surcroît que l'on suppose provenir du fond multijet. On peut alors en estimer la contribution à partir d'un ajustement itératif dépendant, pour chaque événement, des deux moments transverses. Ce calcul repose sur l'hypothèse que les courbes de déclenchement, dans le domaine des bas moments transverses, sont différentes pour les événements multijets (leptons non isolés).

6.2 Recherches de stop auprès du LEP

La recherche de paires de stops légers auprès du LEP n'est qu'une partie d'un vaste programme visant à mettre en évidence la présence de processus supersymétriques. L'exploration fut effectuée en supposant que les seules sparticules plus légères que le stop étaient le neutralino le plus léger et le sneutrino. Dans ce cas, les désintégrations possibles du stop sont $c/u\tilde{\chi}_1^0$, $b\ell\tilde{\nu}_\ell$ et $b\tilde{\chi}_1^0 f f'$. Le canal $u\tilde{\chi}_1^0$ apparait lorsque la différence de masse entre le stop et le neutralino est inférieure à 5-6 GeV. Dans ce cas, le stop est quasi-stable à l'échelle des détecteurs.

Les propriétés des événements dépendent de la différence de masse $\Delta m = m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0,\tilde{\nu}_\ell}$. Si $\Delta m \gtrsim$ 20 GeV, l'énergie visible des événements stops est suffisamment élevée et les signaux recherchés présentent des caractéristiques identiques aux processus du Modèle Standard WW, $We\nu$, ZZ, $q\bar{q}\gamma$. Par contre, pour de faibles Δm, les événements $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1$ sont similaires au bruit de fond $\gamma\gamma$. Les critères de sélection utilisés dans les analyses ont donc été optimisés en fonction de Δm.

Les événements issus de la production de paires de stops sont formés de deux jets acoplanaires accompagnés par de l'énergie manquante ($c\tilde{\chi}_1^0$) et de leptons ($b\ell\tilde{\nu}_\ell$, $b\tilde{\chi}_1^0\ell\nu$) ou de jets ($b\tilde{\chi}_1^0 q\bar{q}$). Les critères de sélection portent entre autres sur le nombre de traces chargées dans l'événements et sur la valeur de l'énergie visible. La forme dans l'espace des événements, en particulier les angles des objets considérés (jets, leptons, énergie manquante), est également exploitée.

Après sélections, le bruit de fond résiduel est constitué de processus $\gamma\gamma$ pour l'analyse bas Δm, et WW et $q\bar{q}(\gamma)$ pour les analyses de hautes différences de masse. Les efficacités de détection du signal sont de l'ordre de 30 à 50% et décroissent rapidement avec Δm pour $\Delta m \lesssim$ 15 GeV. Les principales incertitudes systématiques liées au stop concernent le mode de production de cette sparticule. Les effets combinés des ISR et de l'angle de mélange donnent des incertitudes de quelques pourcents. Dans le canal $c\tilde{\chi}_1^0$, des incertitudes supplémentaires liées au processus d'hadronisation apparaissent (masse effective du quark spectateur, fragmentation paramétrée par la fonction de Peterson) : elles atteignent 11% pour les petits Δm. Les principales erreurs systématiques considérées pour les processus standards sont relatives aux incertitudes des paramètres de génération. Elles n'excèdent pas 5%.

Aucun excès n'a été observé dans les canaux considérés et des domaines d'exclusion à un niveau de confiance de 95% ont été définis. Les résultats combinés des quatre expériences LEP obtenus dans le canal $c\tilde{\chi}_1^0$ sont résumés dans la figure 6.7 (gauche). Dans le cas le plus favorable, une masse de 98 GeV est exclue pour $\Delta m \gtrsim$ 10 GeV [5, 9]. Dans le cas le plus pessimiste, cette limite décroit de 3 GeV. Dans le canal $b\ell\tilde{\nu}_\ell$, la combinaison des résultats des expériences ALEPH, L3 et OPAL a permis d'exclure une masse de stop inférieure à 96 GeV (94 GeV) pour $\theta_{\tilde{t}} = 0$ (0.98) [5]. Le canal $b\tilde{\chi}_1^0 f f'$ a été étudié par l'expérience ALEPH, excluant une masse de stop inférieure à 78 GeV pour $\Delta m \lesssim$ 8 GeV [6].

Les limites des expériences CDF [10] et DØ [11] pour les canaux $c\tilde{\chi}_1^0$ et $b\ell\tilde{\nu}_\ell$, respectivement, sont reportées sur les figures 6.7. On observe que les masses accessibles au Tevatron atteignent de valeurs de 120 à 140 GeV, et cela s'explique essentiellement par l'énergie disponible. Néanmoins, on ne peut qu'être frappé par la modeste sensibilité des expériences de Fermilab dans les domaines des faibles Δm : dans le canal $c\tilde{\chi}_1^0$, CDF est sensible à des différences de masses supérieures à 60 GeV. Le canal leptonique présente certes de meilleurs résultats, mais bien loin de ceux obtenus auprès

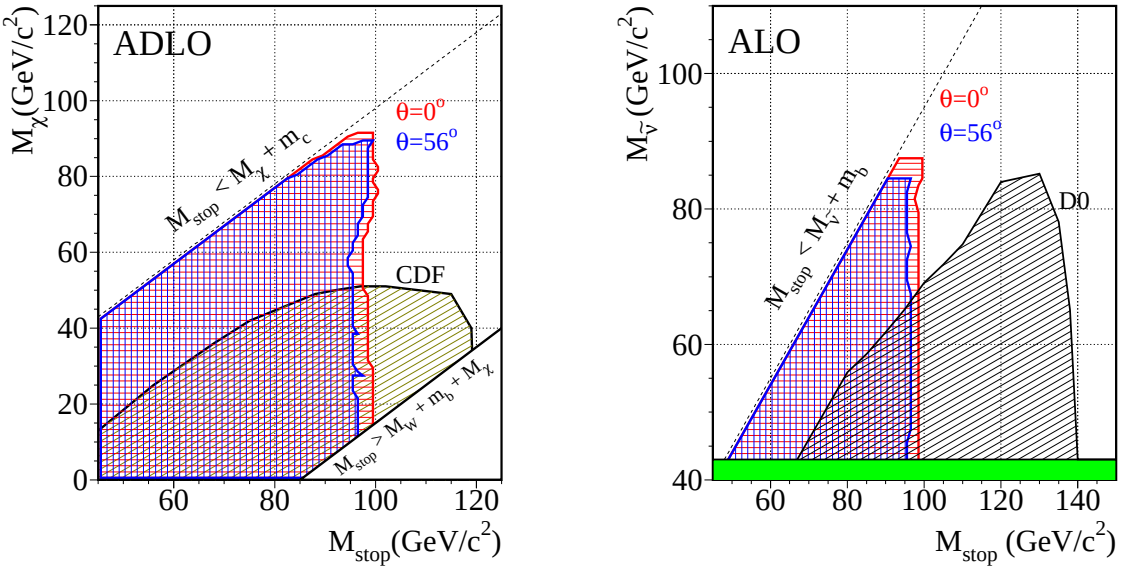


FIG. 6.7 – Domaine d'exclusion dans les canaux $c\tilde{\chi}_1^0$ (gauche) et $b\ell\tilde{\nu}_\ell$(droite). Ces résultats combinent les résultats des quatre expériences LEP pour le canal $c\tilde{\chi}_1^0$. Les résultats de ALEPH, L3 et OPAL ont été utilisés pour le canal $b\ell\tilde{\nu}_\ell$. Les limites de CDF et DØ, issues de [10] et [11], respectivement, ont été obtenues au RunI.

du LEP : une sensibilité à des différences de masses de 40 à 50 GeV est obtenue par l'expérience DØ. Ces pertes de sensibilité dans le domaine des faibles différences de masse sont essentiellement dues au déclenchement comme nous l'avons déjà évoqué et aux critères de sélection appliqués pour minimiser le bruit de fond.

6.3 Recherches de stop auprès du Tevatron

Le stop est activement recherché auprès du Tevatron. De la même façon qu'auprès du LEP, de nombreux états finals sont étudiés. Dans la suite de cet exposé sont décrites les recherches concernant les canaux $c\tilde{\chi}_1^0$, $b\tilde{\chi}_1^+$, $b\ell\tilde{\nu}_\ell$ et $b\tau$. Ce dernier mode est possible dans les modèles de supersymétrie pour lesquels la $R_{parité}$ est violée.

6.3.1 $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$

La recherche de paires de stop se désintégrant en $c\tilde{\chi}_1^0$ est difficile au Tevatron. Elle souffre en effet d'un bruit de fond élevé dominé par les processus Drell-Yan, W/Z+jets, et par les événements multijets. Ce bruit de fond peut être réduit à partir de sélections cinématiques appropriées et en utilisant de façon optimale l'étiquetage en saveur lourde des jets.

Dans cette analyse, il est supposé que le stop est la NLSP, c'est-à-dire la deuxième particule supersymétrique la plus légère, le neutralino le plus léger $\tilde{\chi}_1^0$ jouant le rôle de la LSP. Si par ailleurs on impose la condition $m_{\tilde{t}_1} < m_W + m_b + m_{\tilde{\chi}_1^0}$ et si on présume que les désintégrations à quatre corps du stop ont une contribution négligeable, alors la désintégration dominante du stop le plus léger est $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$. Ceci conduit à une signature de deux jets charmés acoplanaires accompagnés par de l'énergie manquante dans le plan transverse, $\not\!\!E_T$.

Les collaborations DØ et CDF ont recherché ces signatures dans des lots de données correspondant à des luminosités intégrées respectives de 995 pb^{-1}et 2.6 fb^{-1}. Les préselections sont identiques et imposent la présence de deux jets ($p_T > 15$ GeV pour DØ, $E_T > 25$ GeV pour CDF) accompagnés d'énergie manquante (au moins 40 et 50 GeV pour DØ et CDF). Les événements soumis à ces critères ont été sélectionnés par le menu de déclenchement jets+$\not\!\!E_T$. Le bruit de fond principal est constitués d'événements $W(\rightarrow \ell\nu)$+jets et $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})$+jets et d'événements multijets. Ces derniers sont caractérisés par une grande section efficace et peu d'énergie manquante. Ils passent les critères de sélection si les jets sont mal mesurés, si une désintégration semileptonique d'un méson donne de l'énergie manquante ou encore si l'étiquetage des jets est défectueux. Dans les deux premiers cas, le jet de plus haut moment transverse est aligné avec $\not\!\!E_T$.

Les stratégies de recherche des collaborations DØ [12] et CDF [13] sont assez différentes. Pour la première, il s'agit de réduire l'incertitude concernant le nombre d'événements issus des processus $W(\rightarrow \ell\nu)$+jets et $Z(\rightarrow \nu\bar{\nu})$+jets. En effet, ces événements représentent environ 90% du fond résiduel de l'analyse de DØ et le nombre attendu est entaché d'une erreur due à la mesure de la luminosité (6%) et d'une incertitude provenant de la connaissance de la section efficace théorique (15%). Ces erreurs ont été réduites en sélectionnant des événements $Z(\rightarrow \ e^+e^-)$+jets et en comparant les nombre d'événements observés et le nombre d'événements attendus dans un domaine où le fond instrumental est faible, c'est-à-dire 65 GeV $< M_{ee} <$ 115 GeV où M_{ee} est la masse invariante de la paire e^+e^-. Dans l'analyse de CDF, le bruit de fond instrumental a été évalué avec précision. La composante liée aux mauvais étiquetages est estimée à partir d'un lot de données composés de jets et est paramétrée en fonction des caractéristiques de ces derniers. La composante multijets principale est obtenue à partir d'un lot de données enrichi en multijets après soustraction de la composante provenant des mauvais étiquetage et des événements issus des processus non multijets.

L'analyse de DØ comporte trois étapes. Dans la première, des sélections sur des variables cinématiques comme les moments transverses ou les distributions angulaires des jets sont appliquées dans le but de réduire les fonds multijets et W+jets. Le bruit de fond multijet résiduel est alors estimé à partir d'ajustements de la distribution en $\not\!\!E_T$, dans un domaine exclu de l'analyse. L'étiquetage des jets de saveurs lourdes est exploité au cours de la deuxième étape, à partir des informations provenant d'un réseau de neurones combinant les résultats de trois méthodes d'étiquetage. Le point de fonctionnement choisi permet de maintenir une grande efficacité de détection des jets charmés élevée (63%) et une faible probabilité de mauvais étiquetage (6%). La dernière étape consiste à optimiser des sélections basées sur trois variables cinématiques pour différents points de masse ($m_{\tilde{t}_1}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$). De plus amples détails sont donnés dans [12].

L'analyse de CDF procède également en trois temps. Après une sélection visant à éliminer les événements multijets, un réseau de neurones renfermant notamment des variables cinématiques liées aux jets est utilisé. La partie de la distribution obtenue dont les résultats sont compris entre -1 et 0 est utilisée pour normaliser le fond multijet. La forme de la distribution dans le domaine $[0, 1]$, après application d'un algorithme permettant d'enrichir les lots considérés en jets charmés, est exploitée pour estimer la sensibilité de l'analyse à la recherche de paires de stops. Des informations supplémentaires concernant cette analyse sont disponibles dans [13].

Les principales incertitudes systématiques de ces analyses concernent l'échelle en énergie des jets, l'étiquetage en saveur lourde des jets, la luminosité et le déclenchement. Les efficacités de détection sont faibles : elles n'excèdent pas quelques pourcents pour l'analyse de DØ.

Aucun excès n'a été observé par les deux collaborations et des limites à un niveau de confiance de 95% ont été tracées dans le plan ($m_{\tilde{t}_1}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$) (Fig. 6.8). Si les incertitudes théoriques liées à la section efficace de production du stop sont prises en compte, la masse la plus élevée exclue par l'expérience DØ est $m_{\tilde{t}_1} = 150$ GeV pour $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 65$ GeV. L'analyse de CDF est sensible à des masses de stop de 180 GeV et à des différences entre la masse du stop et celle du neutralino de l'ordre de 40 à 70 GeV.

Comme remarqué précédemment, les analyses du Tevatron ne sont pas sensibles au domaine des

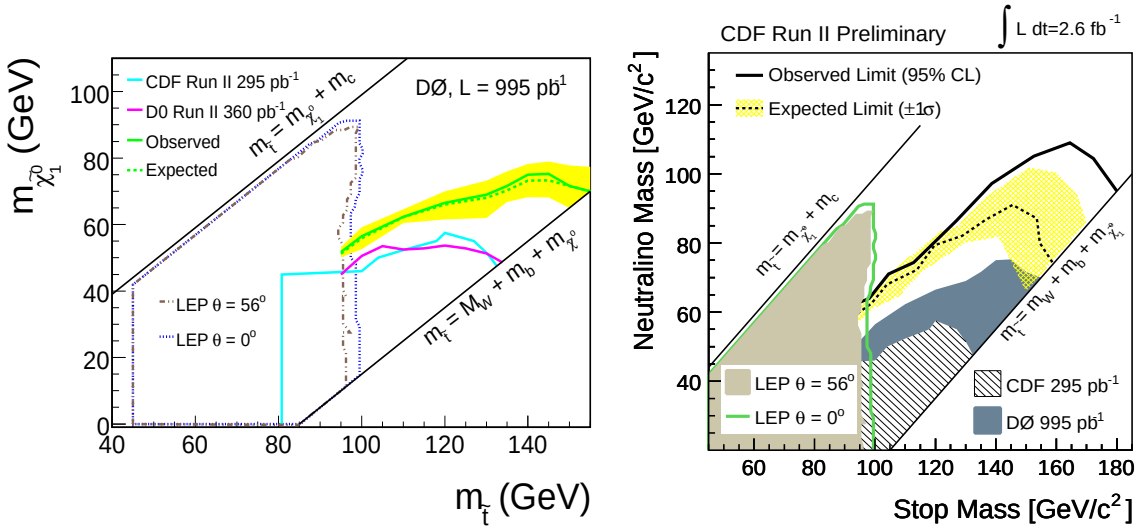


FIG. 6.8 – Domaines d'exclusion dans le plan ($m_{\tilde{t}_1}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$) estimés à partir des recherches de paires de stop se désintégrant en $c\tilde{\chi}_1^0$. Les résultats de DØ sont à gauche et ceux de CDF à droite.

faibles différences de masses entre le stop et le neutralino. Ce résultat s'explique par les sélections utilisés dans le but de minimiser le bruit de fond. Les valeurs minimales concernant l'énergie transverse manquante, 70 GeV pour DØ lors de l'étape d'optimisation, ou encore l'énergie transverse des jets, au moins 35 GeV pour CDF, expliquent ce manque de sensibilité. Ainsi, la région privilégiée dans le modèle mSUGRA après application des contraintes cosmologiques est difficilement accessible au Tevatron.

6.3.2 $\tilde{t}_1 \rightarrow b\ell\tilde{\nu}_\ell$

D'un point de vue phénoménologique, le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow b\ell\tilde{\nu}_\ell$ n'est pas du tout favorisé dans un modèle comme mSUGRA. L'étude exposée précédemment (chapitre 5, section 5) a montré que les états finals leptoniques issus de la désintégration de paires de stops provenaient plutôt des canaux $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow bW\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0\ell\nu$ ou encore $\tilde{t}_1 \rightarrow bW\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0\ell\nu$. Il serait néanmoins intéressant de réitérer l'étude dans d'autres modèles, par example dans le cadre d'AMSB avec un stop léger. Les canaux avec des sneutrinos dans l'état final contribueraient peut-être. Il serait de toute façon insensé, d'un point de vue expérimental, de se limiter aux états finals favorisés par un modèle donné. La recherche se doit d'être aussi étendue que possible, dans des limites raisonnables [1]. Le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow b\ell\tilde{\nu}_\ell$ présente un intérêt expérimental certain. La distribution du moment transverse des objets visibles (leptons et quarks b) aura tendance à avoir une moyenne plus élevée que celle obtenue dans le canal $bW\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0\ell\nu$ par exemple, pour une même masse de stop et une même différence de masse : $\Delta m = m_{\tilde{t}_1}\text{-}m_{\tilde{\chi}_1^0} = m_{\tilde{t}_1}\text{-}m_{\tilde{\nu}}$. Par ailleurs, le rapport d'embranchement en leptons dans le cas $bW\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0\ell\nu$ est de 31.5% alors qu'il peut atteindre 100% dans le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow b\ell\tilde{\nu}_\ell$.

6.3.2.1 Recherche des états finals $e\mu$, ee et $\mu\mu$

Les expériences DØ et CDF ont procédé à la recherche de paires de stop dans le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow b\ell\tilde{\nu}_\ell$ dans des ensembles de données correspondant à des luminosités intégrées respectives de $1 fb^{-1}$ et $0.95\ fb^{-1}$. Les hypothèses théoriques étaient communes : rapport d'embranchement (RE) du mode

[1] Par raisonnable, nous entendons : considérer les désintégrations à deux, trois et quatre corps.

$\tilde{t}_1 \to b\ell\tilde{\nu}_\ell$ égal à un, universalité leptonique de la désintégration et $m_{\tilde{\nu}_e} = m_{\tilde{\nu}_\mu} = m_{\tilde{\nu}_\tau} = m_{\tilde{\nu}}$. Seuls les états finals renfermant des électrons et des muons ont été explorés : $e\mu$ et ee pour DØ, $e\mu$, ee et $\mu\mu$ pour CDF. CDF a utilisé un déclenchement dileptons, ainsi que DØ dans l'analyse $e\mu$. Pour l'état final ee, une combinaison de déclenchements sur un électron a été utilisée par DØ. L'état final $e\mu$ bénéficie d'un bruit de fond beaucoup plus faible que les canaux leptoniques de même saveur et est donc a priori le plus sensible.

Les stratégies d'analyse des deux collaborations sont différentes. L'expérience DØ a développé deux sélections distinctes par état final en fonction des bruits de fond dominants. CDF présente une seule analyse pour les trois états finals. Par contre les sélections de DØ sont indépendantes des points de masses ($m_{\tilde{t}_1}$,$m_{\tilde{\nu}}$). La dépendance cinématique du signal est prise en compte dans deux variables liées aux leptons et aux jets dont les distributions sont exploitées lors de l'évaluation de la sensibilité de l'analyse. Les critères de sélection de CDF ont été optimisés dans quatre domaines étiquetés en Δm.

L'analyse $e\mu$ de DØ vise a être sensible autant que possible au domaine des faibles différences de masse en s'appuyant sur des critères de sélection portant sur des variables cinématiques globales (comme $\not\!\!E_T$) ou liées à l'électron et au muon. Les valeurs de sélection concernant les moments transverses, 15 GeV pour l'électron et 10 GeV pour le muon, sont dictées par les menus de déclenchement. Il a par contre été nécessaire, dans l'analyse ee, de requérir la présence de jets de saveur lourde dans le but d'éliminer les événements du processus $Z/\gamma^* \to ee$+jets. Notons que cette contrainte, a priori inévitable, est très nuisible au domaine des faibles différences de masse. Dans cette région, les événements du signal qui passent la sélection dilepton renferment peu de jets de moment transverse supérieur à 15 GeV. Ces analyses furent l'objet de nos préoccupations ces dernières années. L'analyse $e\mu$ a constitué le sujet de thèse de Fabrice Tissandier [14]. Les résultats ont été documentés au sein de l'expérience DØ [15][16][17] et ont permis d'aboutir à une publication [18] reproduite à la fin de ce mémoire (appendice B).

A l'étape de préselection de CDF, les seuils de sélection en moment transverse des leptons sont beaucoup plus bas que ceux des analyses DØ (5 et 10 GeV) mais la présence d'au moins un jet d'énergie transverse supérieure à 15 GeV est requise. L'analyse finale est réalisée à partir de six variables discriminantes dont les valeurs de sélection optimisées varient selon quatre domaine de masse Δm. Les détails de l'analyse sont inclus dans [19].

Les incertitudes systématiques de ces analyses concernent l'identification des leptons, la luminosité, l'échelle en énergie des jets, le déclenchement et les sections efficaces de production des processus mis en jeu. Les efficacités sont faibles (fig. 6.9) et atteignent au plus des valeurs de 10% dans le domaine des hautes différences de masse.

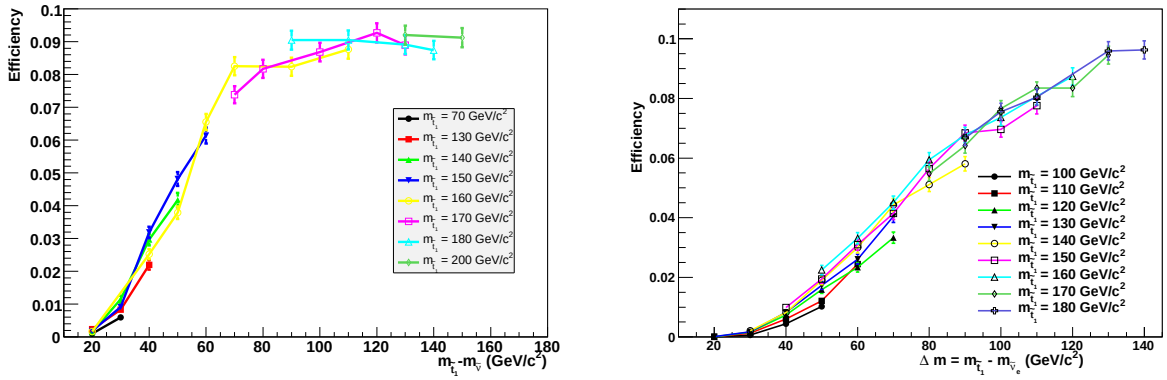


FIG. 6.9 – Efficacités de détection, en fin d'analyse, des recherches de paires de stop dans DØ, dans les états finals $e^\pm\mu^\mp b\bar{b}\tilde{\nu}_e\tilde{\nu}_\mu$ (gauche) et $eeb\bar{b}\tilde{\nu}_e\tilde{\nu}_e$ (droite).

Les résultats des différentes analyses de DØ et de CDF ont été combinées (séparément) et des limites dans le plan ($m_{\tilde{t}_1}$,$m_{\tilde{\nu}}$) ont été estimées à un niveau de confiance de 95%, en prenant en compte les incertitudes systématiques. Les analyses sont sensibles à des masses de stop de 180 GeV lorsque la masse du sneutrino vaut 50 GeV (fig. 6.10).

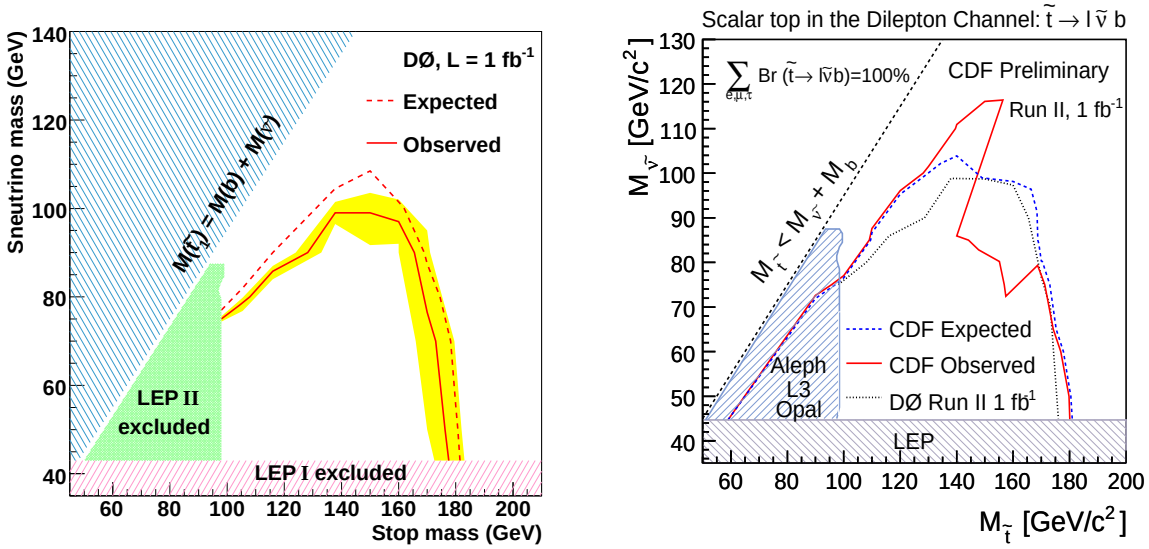


FIG. 6.10 – Domaines d'exclusion dans le plan ($m_{\tilde{t}_1}$,$m_{\tilde{\nu}}$) estimés à partir des résultats de recherche de paires de stop avec $\tilde{t}_1 \to b\ell\tilde{\nu}_\ell$. Les résultats de l'expérience DØ sont donnés à gauche et ceux de la collaboration CDF à droite.

Les résultats obtenus appellent quelques commentaires. On observe tout d'abord, en comparant les limites attendues, que les sensibilités des deux expériences sont similaires. La sensibilité de l'expérience DØ est légèrement meilleure pour des masses de stop de 150 GeV. Ce résultat est intéressant : en partant de stratégies somme toute assez différentes, les sensibilités obtenues sont identiques. Les limites observées sont différentes entre CDF et DØ. Pour certains domaines de masse, CDF présente un excès de candidats alors qu'un déficit est observé pour d'autres domaines. Dans l'expérience DØ le nombre d'événements observés est légèrement supérieur au nombre attendu.

Si l'on porte un regard critique sur les analyses DØ, on constate que des améliorations sont possibles. Dans le canal $e\mu$, on peut distinguer deux cas : le cas des faibles différences de masse, pour lequel le bruit de fond dominant est constitué d'événements issus des processus WW et multijet, et celui des hautes différences de masse, domaine dans lequel les paires de quarks top sont prépondérantes. Il est probable que deux analyses séparées, distinguées par des états finals différents, l'un avec deux leptons et pas de jet reconstruit, l'autre avec deux leptons et au moins un jet reconstruit, permettraient d'améliorer la sensibilité du canal $e\mu$. Cette remarque est aussi valable pour l'analyse ee. Actuellement, celle-ci ne contribue que dans le domaine des grandes différences de masse, pour lequel la limite est améliorée de 5 GeV. La contribution dans le domaine des faibles Δm nécessite d'étudier les événements renfermant deux électrons mais pas de jets reconstruits. De plus l'utilisation de méthodes statistiques sophistiquées comme les réseaux de neurones devraient permettre d'améliorer la discrimination signal/fond. Enfin, il serait instructif d'estimer, dans le signal stop, la fraction d'événements contenant un seul lepton et un ou plusieurs jets. Il s'agirait alors d'aborder l'analyse en sélectionnant des événements lepton+jets. Le bruit de fond dominant serait alors constitué d'événements $W(\to l\nu)$+jets. Mais là encore, des événements du signal à basse différence de masse devraient être récupérés.

6.3.2.2 Recherche des états finale $\mu\tau$ et $e\tau$

Au Tevatron, la recherche de paires de stops dans le canal $\tilde{t}_1 \to b\ell\tilde{\nu}_\ell$ pour lesquelles au moins un des stops se désintègre en $b\tau\tilde{\nu}_\tau$ n'a pas été effectuée. Cet état final pourrait néanmoins avoir de l'importance. En effet le sneutrino tau appartient à la troisième famille de sleptons et de ce fait peut dans certains cas être plus léger que les sneutrinos électron et muon. On ne peut donc exclure des scénarii dans lesquels le stop se désintègre essentiellement via $\tilde{t}_1 \to b\tau\tilde{\nu}_\tau$. Des recherches de paires de stop dans le l'état final $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \to b\bar{b}\mu\tau\not{E}_T$ sont en cours dans l'expérience DØ [20]. Les sélections visent à filtrer les événements renfermant un muon et un tau issus des menus de déclenchement "un muon" et "muon+jets". Trois types de tau sont distingués dans DØ en fonction de leur type de désintégration et donc de leur reconstruction. La stratégie de l'analyse consiste à préselectionner des événements contenant un muon et un tau, chacun ayant un moment transverse supérieur à 15 GeV. L'analyse proprement dite consistera à utiliser des méthodes statistiques évoluées dans le but de maximiser la réjection du bruit de fond standard tout en maintenant une efficacité de détection élevée. Plusieurs ensembles d'étude seront probablement considérés, dans le but d'optimiser la sensibilité de recherche aux différents domaines de masse du stop (faibles et hautes masses de stop et différences grandes et faibles entre les masses de stop et de sneutrino).

6.3.3 $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^+$

6.3.3.1 Canal dilepton

Le canal $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^+$peut dominer dans certaines régions de l'espace des paramètres supersymétrique, comme l'a montré l'étude dans le cadre du modèle mSUGRA (chapitre précédent). La collaboration CDF a procédé à une recherche de paires de stops dans cet état final [21] en supposant que le chargino se désintégrait en leptons (3 corps), $\tilde{\chi}_1^+ \to \ell\nu\tilde{\chi}_1^0$, avec un rapport d'embranchement allant de 11% ($m_{\tilde{l}},\ m_{\tilde{\nu}} \gg m_W$) à 100% ($m_{\tilde{l}},\ m_{\tilde{\nu}} \gtrsim m_{\tilde{t}_1}$). La signature recherchée dans un lot de données correspondant à une luminosité intégrée de 2.7 fb^{-1} est composée de deux leptons, deux jets beaux accompagnés par de l'énergie manquante.

Les événements sont sélectionnés en requérant la présence de deux leptons (e ou μ) de moment transverse supérieur à 20 GeV, deux jets d'énergie transverse supérieure à 12 GeV, et de l'énergie transverse manquante $\not{E}_T \geq$ 20 GeV. Des sélections portant sur la masse invariante dilepton sont appliquées dans le but d'éliminer les événements issus du processus Z/γ^*+jets. L'aspect important de cette analyse réside dans la reconstruction cinématique des masses de stops, à partir d'un ajustement comportant comme variables d'entrée les quadrivecteurs mesurés des deux leptons et des deux jets de plus haute énergie, ainsi que l'énergie transverse manquante. Cette méthode est utilisée dans la mesure de la masse du quark top dans le canal dilepton [22]. Une optimisation des sélections finales est ensuite effectuée à partir d'un algorithme génétique [23] appliqué à deux lots, en fonction de l'étiquetage en saveur lourde des jets dans l'événement.

Le fond résiduel dans cette analyse est constitué de paires de quark top. Les principales incertitudes systématiques concernent les erreurs liés à la connaissance des sections efficaces (stop et top), à la luminosité, et à l'étiquetage en saveur lourde.

Les résultats obtenus ont permis d'estimer la sensibilité de l'analyse au canal $\tilde{t}_1 \to b\tilde{\chi}_1^+$dans le plan ($m_{\tilde{t}_1}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$) pour une masse de chargino fixée (fig. 6.11 en haut). Une masse de stop entre 128 et 135 GeV pour $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 105.8$ GeV et $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 47.6$ GeV a ainsi été exclue à un niveau de confiance de 95 %. Ce sont les premières limites mondiales dans le canal $b\tilde{\chi}_1^+$.

L'état final recherché par CDF, deux leptons, deux jets beaux et de l'énergie manquante, est identique à celui issu de la désintégration $\tilde{t}_1 \to b\ell\tilde{\nu}_\ell$. Il peut donc être intéressant d'estimer la sensibilité de l'analyse $\tilde{t}_1 \to b\ell\tilde{\nu}_\ell$ au cas $b\tilde{\chi}_1^+$. Les sélections de l'analyse de DØ ont été appliquées à un point de supersymétrie simulé par CDF [24]. Le résultat est édifiant (fig. 6.11 en bas). Avec une luminosité plus de deux fois et demi plus faible, la sensibilité de l'analyse DØ est identique

voire meilleure dans le domaine des faibles différences de masse entre le stop et le neutralino. Ce résultat peut s'expliquer par les critères appliqués par CDF, en particulier la requête de la présence d'au moins deux jets dans les événements. Par contre, dans le domaine des hautes différences de masse, la sensibilité de CDF est meilleure, et cela ne s'explique probablement pas uniquement par la luminosité. La reconstruction cinématique des masses de stops dans ce domaine doit permettre une discrimination accentuée par rapport aux paires de quark top. Enfin, l'analyse de DØ a également appliquée au cas $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow bW^+\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow b\ell\nu\tilde{\chi}_1^0$ [24] et aucune sensibilité n'a été observée. Ce résultat s'explique par le faible rapport d'embranchement en leptons (11%) et par des moments transverse de leptons plus faibles que ceux provenant de la désintégration à trois corps du chargino.

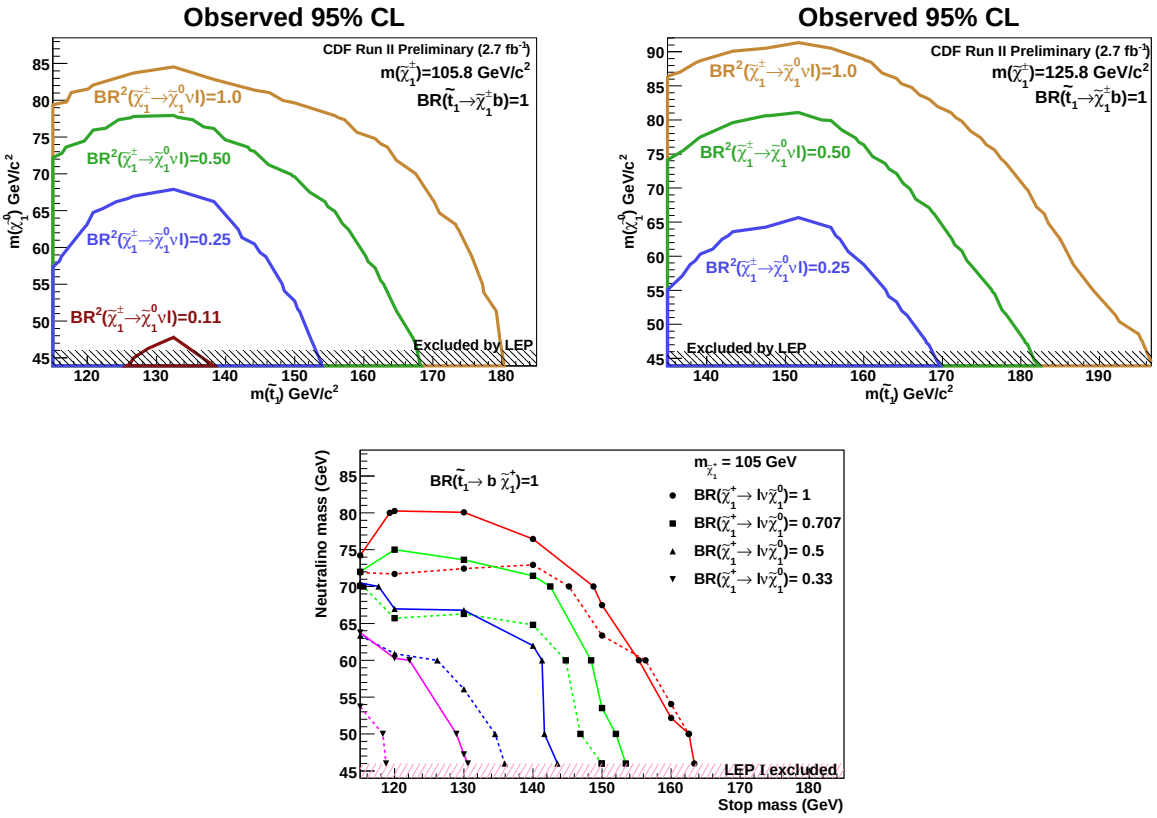


FIG. 6.11 – Domaines d'exclusion dans le plan ($m_{\tilde{t}_1}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$) estimés à partir des recherches de paires de stop se désintégrant en $b\tilde{\chi}_1^+$ suivi de $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \ell\nu\tilde{\chi}_1^0$. Les résultats de CDF sont résumés dans les deux figures situées en haut. La figure du bas correspond aux limites de DØ, les limites observées en pointillés et les limites attendues en traits pleins.

6.3.3.2 Canal lepton+jets

L'expérience DØ a effectué une recherche de paires de stops dans le canal $b\tilde{\chi}_1^+$ dans l'hypothèse ou l'un des charginos se désintégrait leptoniquement, $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow W^{+(*)}\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell\nu\tilde{\chi}_1^0$, et l'autre hadroniquement, $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow W^{+(*)}\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow q\bar{q}'\,\tilde{\chi}_1^0$ [25]. Les désintégrations à deux corps et à trois corps du chargino ont été considérées. La signature correspondante est composée d'un lepton (e ou μ), de quatre jets (dont deux beaux) et de l'énergie manquante. L'analyse fut effectuée dans un lot de données correspondant à une luminosité intégrée de 913 pb^{-1} (canal électron) et 871 pb^{-1} (canal muon). Les sélections appliquées furent similaires à celles utilisées pour la mesure de la section efficace de la production de paires de quarks top dans l'état final lepton+jets [26].

Les critères de sélection sont assez sévères. La valeur seuil en moment transverse est de 20 GeV pour les leptons. La présence d'au moins trois jets de moment transverse supérieur à 15 GeV est requise dans les événements, et le jet de plus haut p_T doit vérifier $p_T \geq$ 40 GeV. Au moins un jet étiqueté saveur lourde doit être présent. Quatre classes d'événements sont alors distingées, en fonction du nombre de jets dans l'événement, exactement trois ou au moins quatre, et de la saveur des leptons. Dans les lots d'événements contenant au moins quatre jets, un ajustement cinématique est effectué dans l'hypothèse de reconstruction d'une paire de quarks top dans le canal semileptonique. Une analyse multivariable est mise en place dans le but d'améliorer la discrimination des paires de stops et les paires, ces dernières constituant le fond principal de l'analyse dans le canal quatre jets.

Les principales incertitudes systématiques se rapportent à la luminosité (6%), aux sections efficaces théoriques (13-20%) et à l'estimation du bruit de fond W+jets (24-74%), ce dernier constituant entre 36 et 49% du fond total de l'analyse trois jets.

Les résultats obtenus ont permis d'évaluer des limites sur la section efficace de production de paires de stops dans ce canal. Malheureusement, aucune masse de stop n'a pu être exclue : les limites attendues sont entre 3 et 13 fois plus élevées que la section efficace théorique pour les points de supersymétrie considérés. Ce résultat peut s'expliquer par les critères de sélection appliqués, en particulier ceux concernant le nombre minimal de jets et le moment transverse du jet de plus haut p_T. Néanmoins, les limites obtenues sont les premières dans ce canal, même si ces résultats tendent à montrer que l'application des sélections de l'analyse $t\bar{t}$ ne semblent pas adaptée à la recherche de paires de stop ayant un état final similaire.

6.3.4 $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tau$

La désintégration $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tau$ peut être prépondérante dans les modèles pour lesquels la $R_{parité}$ est violée. La collaboration CDF a effectué une recherche de paires de stops se désintégrant via $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow b\tau^+\bar{b}\tau^-$ dans un lot de données correspondant à une luminoité intégrée de 322 pb^{-1}, dans le cas où l'un des tau se désintègre leptoniquement et l'autre hadroniquement [27]. La signature recherchée était donc un lepton, un tau hadronique τ_h, deux jets beaux, l'ensemble accompagné d'énergie manquante dans le plan transverse.

Les événements sont sélectionnés à partir du déclenchement lepton+trace, en requérant la présence d'un lepton de $p_T \geq$ 10 GeV et d'un candidat τ de $p_T \geq$ 15 GeV dans la zone centrale du détecteur. Le bruit de fond dominant est composé de bosons vecteurs, de paires $t\bar{t}$ et d'événements multijets. Des sélections cinématiques, par exemple sur la masse invariante (lepton,τ) ou encore sur la somme des moments transverses du lepton, du tau et de l'énergie manquante, permettent de réduire les événements Drell-Yann $Z/\gamma^* \rightarrow \tau^+\tau^-$ et multijets. Six domaines sont alors définis, en fonction du nombre de jets dans l'événement (0, 1 ou au moins 2) et de la masse transverse entre le lepton et l'énergie manquante $m_T(\ell, \not\!\!E_T) = \sqrt{2p_T^\ell \not\!\!E_T(1 - cos\Delta\phi_{\ell,\not\!\!E_T})}$. Si $m_T(\ell, \not\!\!E_T) \leq 35$ GeV, le bruit de fond dominant est formé de processus Drell-Yan, qui peut être réduit par la requête $N_{jets} \geq 2$. Si $m_T(\ell, \not\!\!E_T) > 35$ GeV, le bruit de fond principal est formé d'événements W+jet et $t\bar{t}$. Certaines de ces régions sont utilisées comme lots de contrôle, en particulier pour estimer le nombre attendu d'événements W+jets. La section efficace de ce processus n'est pas correctement calculée par le générateur Pythia utilisé dans cette analyse.

Les principales incertitudes systématiques, notamment celles concernant la luminosité, l'isolation des leptons et les sections efficaces, ont été prises en compte lors de l'estimation de la sensibilité de l'analyse à la recherche de paires de stops dans le canal $b\tau$. Dans l'hypothèse d'un rapport d'embranchement de 100%, une masse de stop inférieure à 153 GeV a été exclue à un niveau de confiance de 95%. Cette limite est aussi valable pour la recherche de leptoquarks de troisième génération LQ_3 se désintégrant en $b\tau$ [28]. Notons également que l'analyse en cours dans DØ et brièvement décrite précédemment, c'est-à-dire la recherche $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow \ell(\mu, e)\tau b\bar{b} + \not\!\!E_T$, pourrait également s'appliquer au

canal $b\tau$.

6.3.5 Stop stable

Sous certaines hypothèses, le stop pourrait être stable à l'échelle d'un détecteur. Dans ce cas, la recherche de paires de stops n'exploite pas les techniques classiques exposées jusqu'ici. Elle s'inscrit dans une étude plus vaste concernant les particules chargées, massives et de longue vie, dénotées CHAMPS (CHarged Massive Particles).

L'expérience CDF a recherché de telles entités [29] dans un lot de données correspondant à une luminosité intégrée de 1 fb^{-1}. L'analyse repose sur l'exploitation de la faible vitesse de déplacement, mesurée à l'aide d'un détecteur de vol avec une précision de 120 ps, et du grand moment transverse, mesuré dans les détecteurs à muons, des CHAMPS. Les événements sont sélectionnés à partir d'un déclenchement concernant les muons de grands moments transverses. Une requête concernant la vitesse moyenne des particules permet d'éliminer efficacement les événements provenant du Modèle Standard. Un point délicat réside dans la simulation du signal stop. L'hadronisation de ce scalaire peut aboutir à la présence d'un R-hadron neutre ou d'un R-hadron chargé. De plus, les interactions d'échange de charge dans le détecteur peut transformer un R-hadron chargé en R-hadron neutre (et vice-versa) avant d'atteindre les détecteurs à muons. CDF a considéré que la fraction d'hadronization en R-hadron chargée initiale était de 52% et qu'à chaque interaction dans le détecteur, le R-hadron pouvait se ré-hadroniser. En fin d'analyse, les efficacités de détection obtenues par cette modélisation varient de 3.6% ($m_{\tilde{t}_1} = 100$ GeV) à 6.2% ($m_{\tilde{t}_1} = 260$ GeV).

Aucun excès n'a été observé dans les données considérées par cette analyse. Une masse de stop inférieure à 249 GeV a été exclue à un niveau de confiance de 95%. Notons que la collaboration DØ a aussi réalisé un recherche de CHAMPS [30] mais que le stop n'a pas été inclus dans les interprétations. Ce point est à l'étude dans DØ.

6.4 Recherches de stop auprès du LHC

Les domaines de masses de particules accessibles au LHC sont beaucoup plus étendus que ceux explorés au Tevatron : l'énergie dans le centre de masse, 14 TeV contre 1.96 TeV, a un impact direct sur la section efficace de production de paires de stops, comme l'indique la figure 6.4. La conséquence est qu'il est possible que les stops soient produits par paires de façon directe, mais aussi dans des cascades de désintégration d'autres particules supersymétriques. Ce dernier point est à la fois gênant et intéressant : gênant, parce qu'il signifie que le bruit de fond d'une recherche donnée est constitué d'événements provenant de processus du Modèle Standard et de processus supersymétriques (dans certaines analyses, la supersymétrie domine) ; intéressant, parce que les cascades de désintégration permettent aux recherches de stop d'être sensibles à certains états finals inaccessibles à la recherche directe. Par ailleurs, la mesure de masses invariantes dans les cascades de désintégration permet de mesurer de précieuses informations permettant de relier les masses des sparticules mises en jeu. Une haute luminosité est alors appréciée. Nous allons illustrer ces propos en exposant les recherches de paires de stop dans les canaux $b\tilde{\chi}_1^+$, $t\tilde{\chi}_2^0$ et $c\tilde{\chi}_1^0$.

6.4.1 $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$

6.4.1.1 Recherche directe

Des études de prospective concernant la recherche de paires de stops au LHC dans le canal $b\tilde{\chi}_1^+$ ont été menées dans l'expérience ATLAS [31]. Un point particulier du MSSM correspondant à $m_{\tilde{t}_1} = 137$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 111$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 58$ GeV a été considéré. Pour ce point, le rapport d'embranchement du stop en b+chargino est de 100% et le chargino se désintègre à trois corps

en $W^*\tilde{\chi}_1^0$. Le canal semi-leptonique a été recherché : $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow \ b\bar{b}\ell\nu q\bar{q}^{'}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$. La section efficace de production de paires de stops est estimée à 412 pb.

Les critères de sélection sont de même nature que ceux de l'analyse top dans le canal semi-leptonique, mais les valeurs des seuils sont moins sévères : un lepton (μ, e) de p_T supérieur à 20 GeV, $\not{E}_T \geq$ 20 GeV, au moins quatre jets, avec $p_T \geq$ 35 (25) GeV pour les deux jets les plus (moins) énergiques, et exactement deux jets de saveur lourde ayant $p_T \geq$ 20 GeV. Deux bruits de fond ont été considérés : les paires de quark top et les événements $Wbbjj$.

L'un des objectifs du LHC est non seulement de mettre en évidence l'existence de processus supersymétriques, mais également de préciser le ou les modèles sous-jacents. Pour cela, il est possible d'exploiter les distributions des masses invariantes des objets visibles engendrés dans les cascades de désintégration des particules supersymétriques. Certaines de ces distributions comportent des points d'arrêt, dont la valeur est le résultat d'une combinaison plus ou moins compliquée des masses des sparticules mises en jeu. Ainsi la distribution de m_{bjj}^{min}, formée en combinant un jet de saveur lourde avec deux jets non étiquetés saveur lourde donnant la masse invariante bjj minimale, présente-t-elle un point d'arrêt pour le signal stop que l'on interprète comme manifestation du processus $\tilde{t}_1 \rightarrow \ bq\bar{q}^{'}\tilde{\chi}_1^0$ et valant :

$$(m_{bjj}^{min})^{max} = m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq 79\ GeV$$

De même pour l'observable m_{bl}^{min} qui présente un point d'arrêt manifestation de $\tilde{t}_1 \rightarrow \ b\ell\nu\tilde{\chi}_1^0$ et qui vaut :

$$(m_{lb}^{min})^{max} = \frac{({m_{\tilde{t}_1}}^2 - {m_{\tilde{\chi}_1^+}}^2)({m_{\tilde{\chi}_1^+}}^2 - {m_{\tilde{\chi}_1^0}}^2)}{{m_{\tilde{\chi}_1^+}}^2} \simeq 68\ GeV$$

On peut ainsi, en soustrayant des distributions m_{bjj}^{min} et m_{bl}^{min} des contributions des paires de top et des événements $Wbbjj$, faire apparaître le signal correspondant aux paires de stops et mesurer les points d'arrêt. L'analyse effectuée avec la simulation rapide d'ATLAS, ATLFAST, indique qu'un signal est très clairement visible avec un lot de données correspondant à une luminosité intégrée de 1 à 2 fb^{-1}.

6.4.1.2 Recherche dans les cascades de désintégrations

La recherche précédente supposait que le bruit de fond dominant de l'analyse provenait d'événements produits par les processus du Modèle Standard. Néanmoins, il est possible que l'énergie disponible au LHC permette une production copieuse de processus supersymétriques. Dans ce cas, le bruit de fond dominant d'un processus supersymétrique donné pourrait être constitué des autres processus supersymétriques présents.

L'expérience ATLAS a effectué plusieurs études sur des points de supersymétrie parmi lesquels un point de mSUGRA, dénoté SU4 [32]. L'analyse a été effectuée pour une luminosité intégrée de 200 pb^{-1}. Le bruit de fond du Modèle Standard est formé d'événements $t\bar{t}$, W/Z+jets et multijets.

Une recherche inclusive de signaux de supersymétrie devrait sans problèmes permettre de clamer découverte. A partir de sélections simples mais efficaces - au moins cinq jets dont deux étiquetés saveur lourde, des moments transverses de jets de 100 GeV (pour le plus énergique), 20, 30 ou 50 GeV, $\not{E}_T >$ 100 ou 150 GeV, $\not{E}_T/M_{eff}$ où $M_{eff} = \not{E}_T + \sum p_T^j$ - la sensibilité exprimée par $S/\sqrt{B}$, où S est le nombre d'événements supersymétriques attendus et B le nombre d'événements issus de processus standards, varie de 16 à 69.

Pour ce point une recherche de stop léger a été effectuée à partir de la désintégration des gluinos $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1 t \rightarrow \tilde{\chi}_1^{\pm} tb$. L'objectif était en particulier de reconstruire la masse invariante m_{tb} dont le point d'arrêt, obtenu lorsque les quarks top et bottom sont émis dos à dos dans le référentiel propre du stop, est une fonction des masses du quark top, du stop, du chargino et du gluino et vaut $m_{tb}^{max} \sim$ 300 GeV. Les autres processus supersymétriques donnant le même état final sont éliminés

en partie en requérant des seuils assez élevés (50 GeV) sur le moment transverse des jets étiquetés saveur lourde. Une purification du signal est possible en s'appuyant sur une reconstruction du boson W dans les désintégrations hadroniques du quark top. Le bruit de fond combinatoire des autres processus supersymétriques peut être évalué et soustrait, permettant une mesure du point d'arrêt après un ajustement de la distribution m_{tb}. Le résultat (figure 6.12) obtenu est m_{tb}^{max}=297±9 GeV.

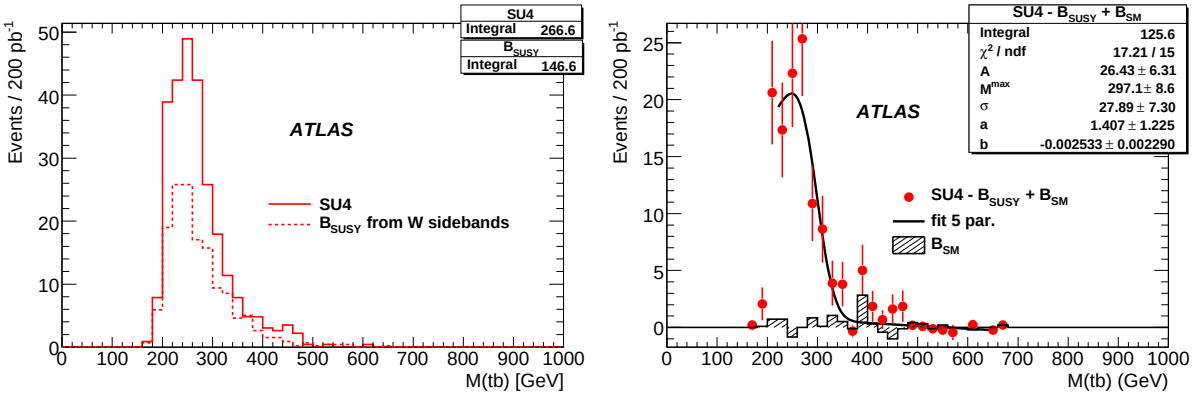


FIG. 6.12 – Masse invariante reconstruite obtenue à partir d'un quark top reconstruit et d'un jet de saveur lourde avant soustraction du bruit de fond (supersymétrique et Modèle Standard) (à gauche) et après soustraction du bruit de fond (à droite). Ce résultat est extrait de [34].

6.4.2 $\tilde{t}_1 \to t\tilde{\chi}_2^0$

L'expérience CMS a procédé à l'étude d'un autre point de supersymétrie, noté LM1 [33], pour lequel le gluino a une masse plus élevée que les squarks. Une recherche inclusive du stop a été effectuée dans le canal $\tilde{t}_1 \to t\tilde{\chi}_2^0 \to t\tilde{\ell}_R\ell \to t\ell^+\ell^-\tilde{\chi}_1^0$ pour une luminosité intégrée de 1 fb^{-1}. La simulation complète du détecteur a été utilisée.

Comme dans l'analyse précédente, l'objectif était d'étiqueter les événements recherchés à partir de la reconstruction du quark top dans le mode hadronique. A partir d'une sélection requérant au moins quatre jets d'énergie transverse supérieure à 30 GeV, un seuil en énergie manquante dans le plan transverse de 150 GeV et au moins un lepton isolé, un ajustement contraint est appliqué dans le but de reconstruire la masse du quark top et d'éliminer le bruit de fond combinatoire (figure 6.13 gauche). En fin d'analyse, l'efficacité de détection du signal n'excède pas 0.7% et le nombre d'événements attendus est de 38. Le bruit de fond résiduel est composé d'événements supersymétriques (17) ne renfermant pas de quarks top et d'événements $t\bar{t}$ (5).

Il convient de préciser que, dans la chaîne de désintégration considérée, il est possible de reconstruire un autre point d'arrêt provenant de la masse invariante dilepton de même saveur et de signes opposés. La signature recherchée est assez claire et relativement aisée à extraire du bruit de fond standard. L'analyse requiert notamment la présence de deux leptons de même saveur, de charge opposée et de moments transverses supérieurs à 10 GeV, une énergie manquante dans le plan transverse supérieure à 200 GeV et au moins deux jets de moments transverses supérieurs à 100 et 60 GeV. Le bruit de fond résiduel est constitué de 155 événements $t\bar{t}$, 26 événements WW+jets et 24 événements Z+jets. A partir des 853 événements de supersymétrie, il est possible par un ajustement de mesurer le point d'arrêt de distribution de la masse invariante dilepton (fig. 6.13 droite) : $m_{l^+l^-}^{max}$=80.4±0.5 GeV.

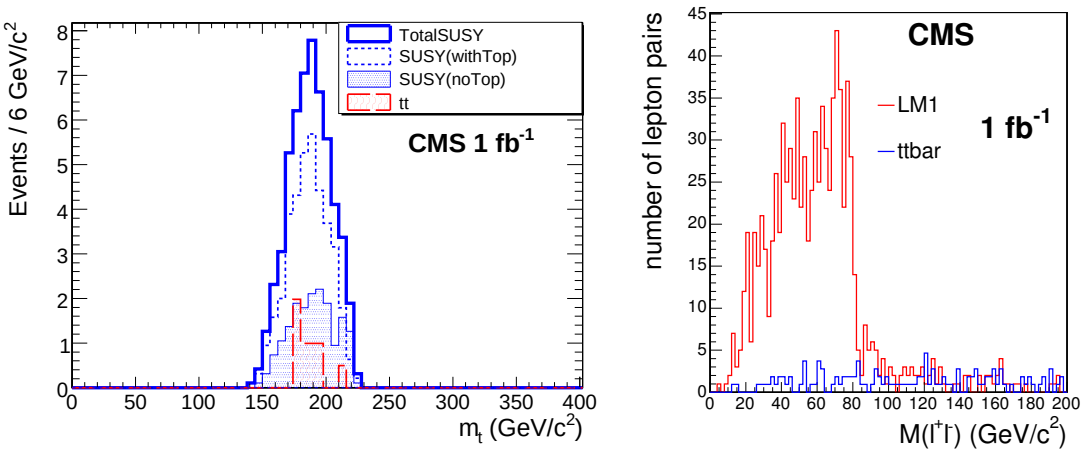


FIG. 6.13 – Masse reconstruite de candidats tops (gauche) et masse invariante dilepton de même saveur et de signe opposé (droite). Ces distributions sont extraites de [33].

6.4.3 $\tilde{t}_1 \to c\tilde{\chi}_1^0$

La section efficace de paires de gluino peut être assez élevée au LHC : elle est de 113 pb pour $m_{\tilde{g}} = 400$ GeV et décroit à une valeur de 0.31 pb pour $m_{\tilde{g}} = 1$ TeV. Dans certains cas, le gluino peut se désintégrer majoritairement en $t\bar{\tilde{t}}_1$ ou $\bar{t}\tilde{t}_1$, avec une égale probabilité, le gluino étant un fermion de Majorana. L'état final $\tilde{g}\tilde{g} \to t\bar{\tilde{t}}_1\bar{t}\tilde{t}_1$, $tt\bar{\tilde{t}}_1\bar{\tilde{t}}_1$, $\bar{t}\bar{t}\tilde{t}_1\tilde{t}_1$ donne donc deux quarks top de même signe dans 50% des cas. Si l'on suppose par ailleurs que le stop se désintègre avec un rapport d'embranchement de 100% en $c\tilde{\chi}_1^0$, alors une signature résultant de la production d'une paire de gluinos est deux jets beaux, 2 leptons de même signe 2 jets charmés et de l'énergie manquante dans le plan transverse.

L'expérience ATLAS a réalisé une étude sous ces hypothèses [35], le point de supersymétrie de référence étant LST1 avec $m_{\tilde{g}} = 660$ GeV, $m_{\tilde{t}_1} = 149$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_1^\pm} = 189$ GeV et $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 105$ GeV. Le bruit de fond considéré était constitué de paires de top, d'événements QCD et Drell-Yan W/Z+jets. Tous les processus furent simulés avec ATLFAST.

Un recherche inclusive à l'aide de sélections assez simples, deux leptons de $p_T \geq 20$ GeV, au moins quatre jets de $p_T \geq 50$ GeV, $\not{E}_T \geq 100$ GeV et deux leptons de même signe, permettent de distinguer le signal supersymétrique par rapport aux bruits de fond du Modèle Standard. Une recherche inclusive permet d'affiner les résultats. Si l'on ajoute aux sélections précédentes deux requêtes, au moins deux jets étiquetés saveur lourde et deux candidats top avec $m_{lb} \leq 160$ GeV, on obtient 189 événements $\tilde{g}\tilde{g}$, 6 événements supersymétriques issus d'autres processus, et 1.5 événements $t\bar{t}$, pour une luminosité intégrée totale de 30 fb^{-1}. La sensibilité au processus $\tilde{g}\tilde{g}$ tend à diminuer avec une augmentation de $m_{\tilde{g}}$: l'estimateur $S/\sqrt{B}$ ou S est le nombre d'événements signal, B le nombre d'événements du bruit de fond, essentiellement supersymétrique dans cette analyse, vaut 262, 69 et 14 pour $m_{\tilde{g}} = 400$, 660 et 900 GeV, respectivement. A partir de cette sélection, il est possible d'exploiter les distributions en masse invariante m_{bl}, m_{bc}, m_{lc} et m_{lbc} et en déduire des points d'arrêt. Il est même possible d'affiner l'étude, en utilisant les formules analytiques des masses invariantes développées dans [36]. Les ajustements des deux paramètres précisés dans [36] sont prometteurs, même si les formes de m_{bc} et m_{lc} sont dépendantes des seuils appliqués aux moments transverses des jets sélectionnés par l'analyse.

6.4.4 Deux idées intéressantes

Nous conclurons cette section dédiée à la recherche du stop auprès du LHC par l'évocation de deux études prometteuses. L'une concerne la recherche de stop dans le canal $c\tilde{\chi}_1^0$, l'autre la mesure de l'angle de mélange du stop $\theta_{\tilde{t}}$.

Il a été remarqué précédemment que le Tevatron et le LHC avaient beaucoup de difficultés à être sensibles au processus $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow c\bar{c}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$ dans les régions dominées par une faible différence $\Delta m = m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 40$ GeV. Pour explorer cette région des faibles différences de masse, il est possible [37] de rechercher des paires de stops en association avec un photon ou un jet de très haut p_T à partir des processus $pp \rightarrow \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1\gamma \rightarrow c\bar{c}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma$ (analyse γ+$\not{E}_T$) et $pp \rightarrow \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 jet \rightarrow c\bar{c}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 jet$ (analyse jet+$\not{E}_T$). L'idée est de s'appuyer sur la présence d'un photon ou d'un jet de haut moment pour à la fois étiqueter (déclenchement) les événements et les différencier du bruit de fond (standard et supersymétrique). Les critères de sélection appliqués sont particulièrement drastiques : par exemple $E_T^\gamma \geq 400$ GeV, $\not{E}_T \geq 400$ GeV pour l'analyse γ+$\not{E}_T$, ou encore $\not{E}_T \geq 1000$ GeV pour l'analyse jet+$\not{E}_T$ sont requis. Les sensibilités obtenues sont données sur la figure 6.14. L'analyse jet+$\not{E}_T$ est plus sensible parce que la section efficace de production de cet état final est plus élevée. On observe que cette analyse, en exploitant les données acquises pendant un an à haute luminosité, permet d'explorer la région $\Delta m \lesssim$ 20-30 GeV jusqu'à $m_{\tilde{t}_1} \lesssim 230$ GeV. Il faudra néanmoins un lot de données beaucoup plus conséquent (correspondant à une luminosité de 300 fb^{-1}) pour obtenir un recouvrement avec les résultats des analyses du Tevatron, sensibles aux grands Δm.

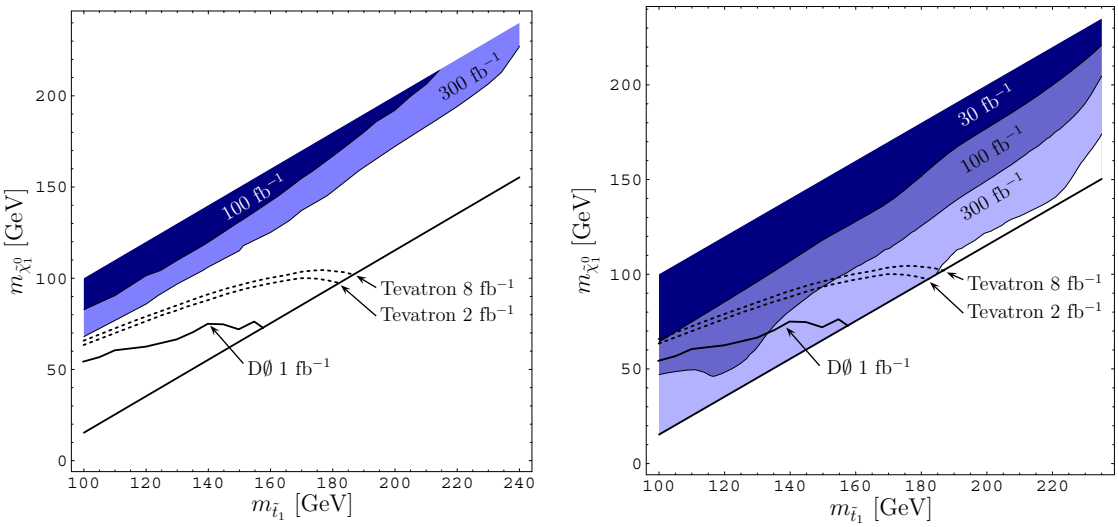


FIG. 6.14 – Domaines de découvertes au LHC (5σ) obtenus à partir des processus $pp \rightarrow \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1\gamma \rightarrow c\bar{c}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0\gamma$ (figure de gauche) et $pp \rightarrow \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 jet \rightarrow c\bar{c}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0 jet$ (figure de droite). Ces résultats sont extraits de [37].

La mesure des valeurs absolues des largeurs et des rapports d'embranchement ne sera pas aisée au LHC. Mais il est possible d'utiliser les rapports de rapports d'embranchement pour extraire certaines observables. Une étude préliminaire [43] concernant le secteur du stop a montré qu'il semblait possible de mesurer l'angle de mélange du stop $\theta_{\tilde{t}}$ en exploitant les résultats de mesure de trois rapports de rapports d'embranchement : $\frac{RE(\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+)}{RE(\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0)}$, $\frac{RE(\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+)}{RE(\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_2^0)}$, $\frac{RE(\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0)}{RE(\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_2^0)}$. La difficulté de l'analyse réside dans le nombre de scénarii possibles (modes de désintégration de $\tilde{\chi}_2^0$ et de $\tilde{\chi}_1^+$, composition en bino/higgsino de $\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\chi}_2^0$, et en wino/higgsino de $\tilde{\chi}_1^+$) et dans l'évaluation des bruits de fond (standards et supersymétriques). Ces derniers n'ont pas été estimés dans l'étude mentionnée ici. Une précision de 5 à 10 % concernant la mesure de l'angle de mélange du stop $\theta_{\tilde{t}}$ a été obtenue.

6.5 Recherches de stop auprès de l'ILC

L'exposé précédent a montré que non seulement la découverte de la supersymétrie était possible auprès du LHC, mais encore que la mesure de certains paramètres de la théorie était réalisable. Ce sont là deux aspects intimement liés. En effet, si de nouveaux états finals inexplicables dans le cadre du Modèle Standard sont observés, comment peut-on affirmer qu'ils signent la production de particules supersymétriques ? Le moyen le plus simple de répondre à cette interrogation est de mesurer tous les paramètres possibles (masses, angles de mélange, rapports d'embranchement, spin, ...) de façon à aboutir à une vision complète de la phénoménologie. Le LHC ne pourra parvenir, seul, à ce résultat, parce qu'il est difficile, auprès d'un collisionneur hadronique, de mesurer directement certaines observables comme les masses ou les rapports d'embranchement. Des mesures plus précises peuvent être effectuées auprès d'un collisionneure comme l'ILC, après avoir pris en compte les résultats provenant des expériences du LHC. Les mesures concernant le stop auprès de l'ILC exploitent la dépendance de la section efficace de production dans l'angle de mélange $\theta_{\tilde{t}}$ et dans la polarisation des électrons et des positons. Deux analyses vont nous permettre d'illustrer ce propos : l'une concerne le mode $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$, l'autre le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$.

6.5.1 $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$

Des études de prospectives [38] concernant l'état final $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+\bar{b}\tilde{\chi}_1^- \rightarrow bW^+\tilde{\chi}_1^0\bar{b}W^-\tilde{\chi}_1^0$ à $\sqrt{s} = 500$ GeV pour $m_{\tilde{t}_1} = 180$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_1^+} = 150$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 60$ GeV ont été menées auprès de l'ILC. La luminosité intégrée considérée était de 500 fb^{-1}.

Le bruit de fond issus des processus du Modèle Standard (aucun bruit de fond supersymétrique n'a été considéré) est constitué d'événements $Z/\gamma^*, \gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$, de paires W^+W^-, de paires de quark top $t\bar{t}$. A l'étape de préselection, une partie de ce bruit de fond disparaît en requérant un nombre suffisant d'amas dans les calorimètres, $25 < N_{cl} < 110$, une énergie visible suffisante (dans le but d'éliminer les événements $\gamma\gamma$) sans être trop élevée (le signal renferme de l'énergie manquante contrairement aux événements $Z/\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$). La forme des événements est exploitée via la poussée ou *thrust* [39] : $thrust < 0.95$ et $|cos\theta_{thrust}| < 0.7$. Des sélections supplémentaires sont ensuite appliquée : les seuils de certaines variables utilisées à l'étape de préselection sont réhaussés et exactement quatre jets sont exigés. Une analyse discriminante itérative (IDA) est ensuite appliquée. L'efficacité finale de détection du signal est de 44% et le nombre d'événements attendus issus du bruit de fond de 400.

Cette analyse a été effectuée en supposant que les faisceaux d'électrons et de positons n'étaient pas polarisés. Il est possible d'appliquer une analyse similaire dans des conditions de polarisation différentes : P_{e^-}= -80%/P_{e^+}= 60% et P_{e^-}= 80%/P_{e^+}= -60%. Dans ces deux cas, la section efficace $\sigma_{\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1}$ peut être mesurée. Dans le plan ($m_{\tilde{t}_1}$,$cos\theta_{\tilde{t}}$), les résultats obtenus se traduisent par deux bandes dont les largeurs correspondent aux incertitudes de mesure. L'intersection de ces deux domaines (figure 6.15 gauche) permet d'estimer à la fois la masse du stop et son angle de mélange : $m_{\tilde{t}_1} = 180 \pm 0.4$ GeV, $cos\theta_{\tilde{t}} = 0.570 \pm 0.003$.

6.5.2 $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$

6.5.2.1 Domaine des grands Δm

Une analyse concernant la recherche de paires de stop se désintégrant dans le canal $c\tilde{\chi}_1^0$ a été effectuée dans le cas $m_{\tilde{t}_1} = 180$ GeV et $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 100$ GeV à $\sqrt{s} = 500$ GeV pour une luminosité intégrée de 500 fb^{-1}. Le bruit de fond considéré est identique à l'analyse développée précédemment, auquel il convient d'ajouter le processus $We\nu$. L'étape de présélection est analogue au cas $b\tilde{\chi}_1^+$. Des sélections plus spécifiques sont appliquées ensuite dans le but d'extraire le signal. Ainsi exactement deux jets sont requis, et des sélections plus drastiques concernant l'énergie visible par exemple

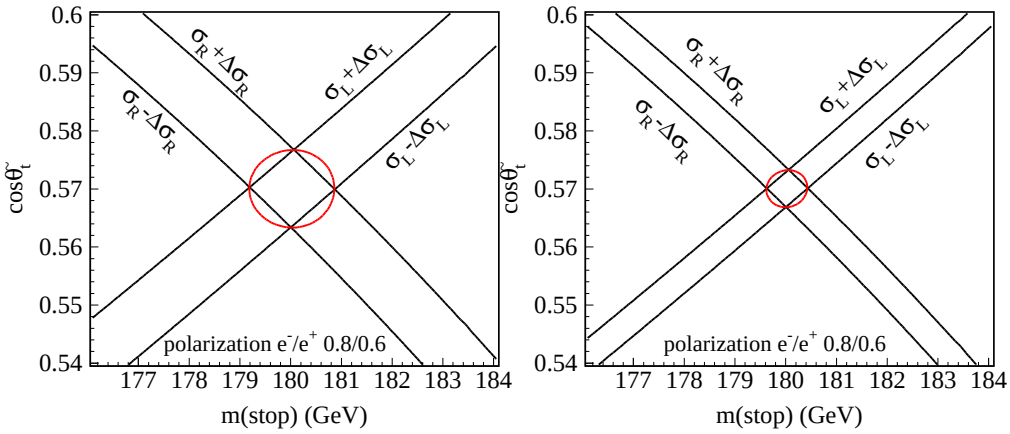


FIG. 6.15 – Contours de sections efficaces $\sigma(\ e_L e_R \rightarrow \tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1)$ dans le plan ($m_{\tilde{t}_1}$,$cos\theta_{\tilde{t}}$) obtenus à partir des analyses $b\tilde{\chi}_1^+$ (gauche) et $c\tilde{\chi}_1^0$ (droite).

sont appliquées. Après utilisation d'une IDA, l'efficacité de détection du signal est de l'ordre de 12% et environ 400 événements de bruit de fond sont attendus. De la même façon que dans le cas $b\tilde{\chi}_1^+$, il est possible d'estimer la masse du stop et son angle de mélange en effectuant une analyse dans deux conditions de polarisation distinctes. Le résultat (figure 6.15 droite) permet d'aboutir à $m_{\tilde{t}_1} = 180\pm0.8$ GeV, $cos\theta_{\tilde{t}} = 0.570\pm0.008$.

Notons que la masse du stop peut être estimée par d'autres méthodes [40]. Ainsi une mesure de la section efficace de paires de stops à différentes énergies proches du seuil de production, en utilisant des faisceaux polarisés. A partir de six mesures à une luminosité intégrée de 50 fb^{-1} et P_{e^-}/P_{e^+}= 80%/-60%, une précision de 0.5% concernant la masse du stop a été obtenue. Il est également possible d'utiliser les jets pour mesurer la masse du stop, en utilisant soit la méthode des points d'arrêt, soit celle de la masse minimum. Dans le premier cas, on utilise le fait que la distribution en énergie d'une particule provenant d'une désintégration à deux corps ressemble à une fonction de Heavyside dont les valeurs des points extrèmes dépendent des masses mises en jeu, en l'occurrence la masse du stop et celle du neutralino le plus léger. Par cette méthode, la précision obtenue concernant la masse du stop (neutralino) est de 0.8% (1.3%). La méthode de la masse minimum suppose que la masse du neutralino est connue. En engendrant des paires de stops pour différents points de masse de stop et en comparant les distributions de masse minimale de paires de jets avec une référence (qui sera in fine produite par les données), il est possible, à partir d'une méthode de maximum de vraisemblance, d'estimer la masse du stop à une précision de 0.7%. Enfin, en comparant la section efficace mesurée près du seuil de production à celle obtenue à une énergie dans le centre de masse plus élevée, il est possible de réduire les incertitudes systématiques et d'améliorer la précision de mesure [41]. Une incertitude de 0.3% concernant la masse du stop a été obtenue par cette méthode.

6.5.2.2 Domaine des faibles Δm

Comme nous l'avons vu précédemment, le domaine des faibles différences de masse est difficile à sonder dans les collisionneurs hadroniques. Cet espace est néanmoins important d'un point de vue cosmologique : comme l'étude dans le domaine mSUGRA l'a montré (chapitre 5, section 5), il correspond à une région de co-annihilation stop-neutralino donnant des valeurs de densité relique compatible avec les résultats expérimentaux. Par ailleurs, les analyses effectuées auprès du LEP ont montré qu'un collisionneur e^+e^- était sensible au domaine des faibles différences de masse. Un collisionneur comme l'ILC l'est également.

Les hypothèses théoriques des études auprès de l'ILC sont que le stop se désintègre avec un rapport d'embranchement de 100% en $c\tilde{\chi}_1^0$ et que $\tilde{\chi}_1^0$ est la LSP. La signature recherchée est donc formée de deux jets charmés accompagnés par de l'énergie manquante. L'énergie dans le centre de masse est de 500 GeV, la luminosité intégrée de 500 fb^{-1}et les faisceaux ne sont pas polarisés. Le bruit de fond est similaire à l'analyse des grandes différences de masse. L'étape de préselection [42] vise à en éliminer une partie. Un nombre de traces chargées compris entre 4 et 50 est requis ($p_T>$ 5 GeV) dans le but de minimiser les événements contenant des leptons et les processus $t\bar{t}$. Des sélections concernant la poussée de l'événement, $|cos\theta_{thrust}| < 0.8$, et le rapport entre le moment longitudinal et le moment total, $|p_{long,tot}/p_{tot}|$ <0.9, permettent de rejeter les événements pour lesquels une partie des particules est perdue dans une zone proche de l'axe du faisceau. Des requêtes concernant l'énergie visible, $E_{vis} < 0.75\sqrt{s}$, et la masse invariante visible, m_{inv}^{vis} <200, visent à réduire les fonds W^+W^-, $q\bar{q}$ et $t\bar{t}$. L'analyse est affinée à partir des choix suivants : exactement deux jets, $E_{vis} < 0.4\sqrt{s}$, $cos\phi_{acop}$ <-0.9 (minimisation des événements $q\bar{q}$, $|cos\theta_{thrust}|$ <0.7 (élimination des événements WW), p_T>12 GeV (contre les événements $\gamma\gamma$). Le fond résiduel est essentiellement constitué de processus $We\nu$. Il peut être réduit par l'utilisation d'un étiquetage de quarks charmés [44], élément important de cette analyse. L'efficacité de détection du signal est de 10 à 35%, en fonction de Δm. Le bruit de fond (5844 événements) est dominé par le processus $We\nu$ (86%). Le nombre d'événements signal attendus est de 9720 pour $m_{\tilde{t}_1}$ = 140 GeV et de 6960 pour $m_{\tilde{t}_1}$ = 180 GeV, pour Δm = 20 GeV.

Le potentiel de découverte du signal $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0\bar{c}\tilde{\chi}_1^0$, tracé dans le plan ($m_{\tilde{t}_1}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$), est donné dans les figures 6.16. Les analyses de l'ILC sont sensibles à des différences de masse de l'ordre de 5 GeV. Notons qu'une luminosité intégrée de 500 fb^{-1}, soit environ quatre années de prises de données, est nécessaire pour couvrir la totalité de l'espace accessible. Les résultats prospectifs du Tevatron reportés sur la figures 6.16 correspondent à des domaines d'exclusion obtenus à $\sqrt{s}$ = 2 TeV par le détecteur CDF [45].

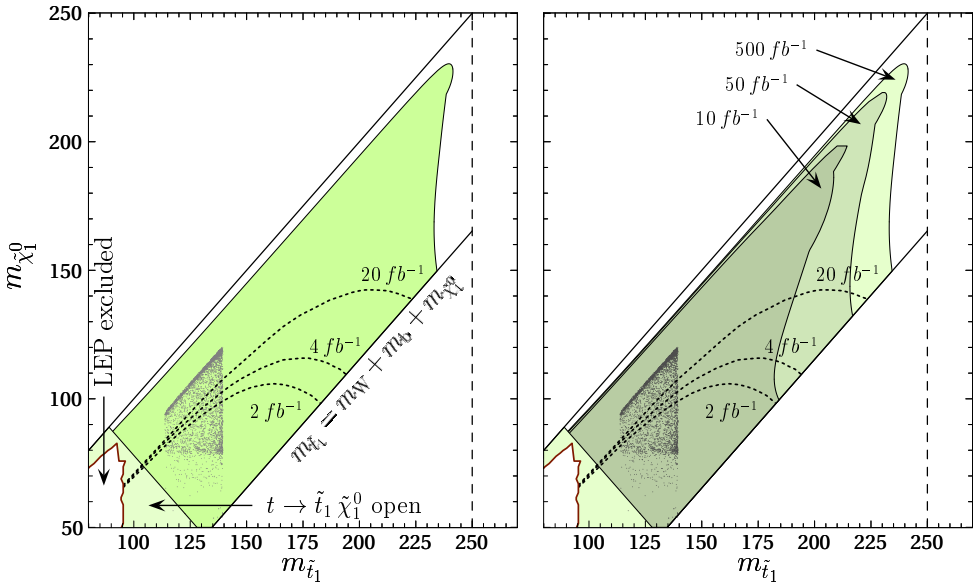


FIG. 6.16 – Potentiel de découverte pour une luminosité intégrée de 500 fb^{-1} et des faisceaux non polarisés à $\sqrt{s}$ = 500 GeV de la production de stops légers : $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0\bar{c}\tilde{\chi}_1^0$. Les régions plus foncées correspondent à une découverte à 5σ (gauche). La zone grisée correspond à la région compatible avec la baryogénèse électro-faible et la densité relique [42]. Les sensibilités espérées du TeVatron sont données par les lignes discontinues. La figure de droite donne le même résultat pour diverses luminosités intégrés.

Il est possible, en utilisant la méthode qui consiste à réaliser deux analyses dans des conditions de polarisations différentes, de mesurer la masse et l'angle de mélange du stop. En supposant une luminosité intégrée de 250 fb^{-1}à $\sqrt{s} = 500$ GeV pour des états de polarisation P_{e^-}/P_{e^+} = -80%/+60% et P_{e^-}/P_{e^+} = +80%/-60%, on obtient les résultats $m_{\tilde{t}_1} = (122.5 \pm 1.0)$ GeV, $|cos\theta_{\tilde{t}}| < 0.074$. Dans le scénario théorique considéré, l'angle de mélange est si faible, $cos\theta_{\tilde{t}} = 0.0105$, qu'il ne peut expérimentalement être distingué du cas $cos\theta_{\tilde{t}} = 0$.

Le tableau concernant la recherche du stop le plus léger que nous venons de brosser nous permet d'affiner la comparaison des différences entre les analyses menées auprès de collisionneurs leptoniques et hadronique. On observe que les variables d'analyse utilisées sont différentes. Dans un collisionneur hadronique, les observables définies dans le plan transverse sont abondamment choisies alors que la connaissance précise de l'état initial d'un collisionneur leptonique permet d'exploiter des variables globales comme l'énergie visible dont la valeur peut être comparée à la référence $\sqrt{s}$. Au Tevatron, les canaux renfermant des leptons sont d'une certaine façon plus aisés à étudier, parce que le déclenchement associé est mieux maîtrisé que celui lié aux jets, et parce que l'estimation du bruit de fond instrumental est plus fiable. Ces arguments doivent être nuancés au LHC : les seuils retenus sont tels que le bruit de fond multijet sera moins présent. De plus, le déclenchement et les sélections nécessaires à la suppression du bruit de fond font que les efficacités de détection sont faibles (de l'ordre de quelques pourcents) dans les collisionneurs hadroniques. D'une certaine façon, la faiblesse de la section efficace de production est compensée par de grandes efficacités de détection dans les collisionneurs e^+e^-.

Le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ a été recherché auprès du LEP, est exploré au Tevatron, et a été étudié au LHC et à l'ILC. Les analyses Tevatron et LHC sont insensibles aux différences de masse $\Delta m = m_{\tilde{t}_1}$-$m_{\tilde{\chi}_1^0} \lesssim 40$ GeV alors que les analyses auprès de l'ILC sont sensibles à Δm>5 GeV. Avec une luminosité de l'ordre de 12 fb^{-1} attendue en 2011, les plus grandes masses de stop accessibles au Tevatron sont de l'ordre de 200 GeV. Au LHC, ce canal pourrait être découvert dans un lot de données correspondant à une luminosité de 30 fb^{-1}, soit après un an de fonctionnement à basse luminosité. Auprès de l'ILC, la découverte est possible avec 10 fb^{-1}mais l'exploration complète du domaine ($m_{\tilde{t}_1}$,$m_{\tilde{\chi}_1^0}$) nécessitera une luminosité de 500 fb^{-1}, soit quatre années d'acquisition de données.

Le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ a été étudié auprès du LHC et de l'ILC et est activement recherché au Tevatron. Il n'a pas été considéré auprès du LEP parce qu'une recherche directe de production de paires de charginos était menée. Une luminosité intégrée de quelques fb^{-1} permet au Tevatron d'être sensible à $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \ell\nu\tilde{\chi}_1^0$. Par contre le canal $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow W^{+*}\tilde{\chi}_1^0, \tilde{G}$ est plus difficile et nécessitera des luminosités plus élevées. Au LHC, il suffit dans certains cas de très peu de luminosité (1 à 2 fb^{-1}) pour clamer découverte. Auprès de l'ILC, il suffit d'une luminosité intégrée de 10 fb^{-1} pour être sensible à une découverte à 5 σ.

Le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow b\ell\tilde{\nu}_\ell$ a été recherché auprès du LEP et est exploré au Tevatron. Il ne semble pas avoir été étudié auprès du LHC et de l'ILC. Cela peut s'expliquer par le cadre théorique de la plupart des études menées : dans le modèle mSUGRA, il est en effet difficile d'obtenir à la fois un stop léger et des sneutrinos légers. Au Tevatron, la recherche dans ce canal a pour l'instant uniquement concerné les électrons et les muons. Une exploration des états finals renfermant des leptons τ a débuté dans DØ.

Le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0 f f'$ n'a pas été étudié ni recherché, et cela s'explique par la difficulté de l'état final produit. Il n'est pas évident que le Tevatron et le LHC soient sensibles. Par contre, une étude auprès de l'ILC serait fort instructive.

Les désintégrations du stop pour lesquelles la $R_{parité}$ est violée sont peu recherchées au Tevatron :

la seule étude publiée concerne le canal $b\tau$ par la collaboration CDF. Il est clair que les modes de désintégration purement hadronique (via λ'') sont impossibles à extraire dans les productions directes, au Tevatron ou au LHC. Le Tevatron est sensible aux modes semi-leptoniques. Toutes les désintégrations (via λ' et λ'') devraient être accessibles dans les cascades de désintégration au LHC.

Notons que les résultats des études réalisées par DØ et CDF n'ont pas encore été combinées. Cela sera sans doute bientôt fait et des canaux à faible sensibilité comme $b\tilde{\chi}_1^+$ devrait en bénéficier. Notons par ailleurs que les recherches (publiées) de stop au Tevatron des états finals renfermant des leptons concernent uniquement des électrons et des muons. Les canaux renfermant des leptons τ sont à l'étude et pourraient dans certains domaines des paramètres supersymétriques apporter une contribution fondamentale lors de la combinaison des résultats.

Les études effectués auprès du Tevatron, du LHC et de l'ILC concernant les canaux $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ reflètent la complémentarité des collisionneurs leptoniques et hadroniques dans le domaine de la physique des particules. L'énergie disponible au LHC permet de couvrir un domaine de masses étendu. Mais la mesure directe des masses des particules n'est pas possible. La méthodes des points d'arrêt, qui exploite la valeur maximale de distributions de masse invariante, permet de mesurer des combinaisons de masses de sparticules mises en jeu. Auprès de l'ILC, en exploitant la possibilité de polariser les faisceaux, la masse et l'angle de mélange du stop peuvent être estimés avec une très grande précision.

Le scalaire top n'est qu'une des nombreuses sparticules dont l'existence est annoncée par les modèles supersymétriques. Les mesures de ses caractéristiques, masse, angle de mélange, rapports d'embranchements, sont bien sûr importantes mais ne suffiront pas, à elles seules, à répondre à la question fondamentale : quel est le mécanisme de brisure de supersymétrie ? On peut tenter de répondre à cette question en combinant toutes les mesures effectuées et en procédant à des ajustements [46] permettant de remonter aux paramètres fondamentaux des modèles connus. La combinaison des mesures du Tevatron, du LHC et de l'ILC sera alors cruciale. Les contraintes indirectes issues des mesures de précision électrofaibles (largeur du boson Z^0, asymétrie, masse du W, ...) et du secteur des saveurs lourdes devraient également contribuer à contraindre les valeurs des paramètres des modèles supersymétriques.

Bibliographie

[1] A. Bartl, *et al.*, Z. Phys. C 76 (1997) 549.

[2] W. Beenakker, R. Hopker et M. Spira, Nucl. Phys. B 515 (1998) 453.
http ://www.thphys.uni-heidelberg.de/ plehn/index.html.

[3] CTEQ, The Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD.
http ://www.phys.psu.edu/ cteq.

[4] Calvin, a fortran program to calculate the cross section of stop, sbottom, and stau production in e+e- annihilation.
http ://wwwhephy.oeaw.ac.at/kraml/lib.

[5] http ://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/www/squarks_summer04/stop_combi_208_final.html.

[6] A. Heister, *et al.*, ALEPH Collaboration, Phys. Lett. B 537 (2002) 5.

[7] J. Abdallah, *et al.*, DELPHI Collaboration, Eur. Phys. J. C31 (2003) 421.

[8] P. Achard, *et al.*, L3 Collaboration, Phys. Lett. B 580 (2004) 37.

[9] C. Abbiendi, *et al.*, OPAL Collaboration, Phys. Lett. B545 (2002) 272.

[10] T. Affolder, *et al.*, CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. 84 (2000) 5704 .

[11] V.M.Abazov, *et al.*, D0 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 171802.

[12] V.M.Abazov, *et al.*, D0 Collaboration, Phys. Lett. B 665 (2008) 1.

[13] Search for scalar top decaying into $c\tilde{\chi}_1^0$ in the MET+jets sample,
CDF Collaboration, Preliminary Results for the Summer Conferences 2009, CDF Note 9834.

[14] Recherche de paires de stops dans le canal $b\bar{b}e\mu\not{E}_T$ auprès de l'expérience DØ, F. Tissandier, thèse soutenue le 9 octobre 2007, PCCF T 0707.

[15] Search for light scalar top quark pair production in the bb emu snusnu decay channel with 1.1 fb-1,
F. Tissandier et Ph. Gris, DØ note 5573.

[16] Search for pair production of the supersymmetric partner of the top quark in the bbemusneutsneut decay channel at D0,
DØ collaboration, Preliminary Results for Winter 2008 Conferences, DØ note 5598.

[17] Search for light scalar top quark pair production in the bbeeMET final state in 1 fb-1 of ppbar collisions at sqrt(s)=1.96 TeV,
Ph. Gris, DØ note 5705.

[18] V.M.Abazov, *et al.*, D0 Collaboration, Phys. Lett. B 675 (2009) 289.

[19] Search for the Supersymmetric Partner of the Top Quark in Dilepton Events Produced in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV,
CDF Collaboration, Preliminary Results for the Summer Conferences 2009, CDF Note 9775.

[20] Search for $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow b\bar{b}\mu\tau\not{E}_T$, Ph.Gris, présentation au DØ New Phenomena Workshop, Fermilab, 8 décembre 2009.

[21] T. Aaltonen, *et al.*, CDF Collaboration, arXiv :0912.1308.

[22] Measurement of the top quark mass in the dilepton channel using the neutrino weighting algorithm at CDF II, S. Sabik, FERMILAB-THESIS-2006-62.

[23] D. E. Goldberg, *Genetic Algorithms in Search, Optimization and Machine Learning*, Reading Addison Wesley.

[24] Search for Pair Production of Stop Quarks decaying to b Chargino, Ph.Gris, DØ note 5870.

[25] V.M.Abazov, *et al.*, D0 Collaboration, Phys. Lett. B 674 (2009) 4.

[26] V.M.Abazov, *et al.*, D0 Collaboration, Phys. Rev. RD 76 (2007) 092007.

[27] T. Aaltonen, *et al.*, CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. 101 (2008) 071802.

[28] Pour une revue des modèles de leptoquarks : S. Davidson, D. C. Bailey, et B. A. Campbell, Z. Phys. Phys. C 61 (1994) 613.

[29] T. Aaltonen, *et al.*, CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. 103 (2009) 021802.

[30] V.M.Abazov, *et al.*, D0 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 102 (2009) 161802.

[31] T. Lari et G. Polesello, ATLAS Collaboration, ATL-PHYS-CONF-2006-001.

[32] J. Krstic, *et al.*, ATLAS Collaboration, AIP Conf.Proc.899 (2007) 207.

[33] CMS Physics TDR Vol II, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 34 995-1579.

[34] F. Blekman et M. Milosavljevic, for the ATLAS and CMS Collaborations, Nuovo Cim.123B (2008) 1219.

[35] J.P. Archambault, *et al.*, ATLAS Collaboration,

[36] S. Kraml et A. R. Raklev, Phys. Rev D 73 (2006) 075002.

[37] M. Carena, A. Freitas et C. E. M. Wagner, JHEP 0810 (2008) 109.

[38] R. Keranen, *et al.*, Eur. Phys. J. direct C2 (2000) 7.

[39] S. Brandt et H. D. Damen, Z. Phys. C, Particles and Fields 1 (1979) 61.

[40] A. Sopczak, *et al.*, présentation à SUSY05, hep-ph/0605225.

[41] A. Freitas, *et al.*, JHEP 0809 (2008) 076.

[42] M. S. Carena, *et al.*, Phys. Rev. D72 (2005) 115008.

[43] K. Rolbiecki, J. Tattersall et G. Moortgat-Pick,arXiv :0909.3196.

[44] A. Finch, *et al.*, contribution à la conférence HEP 2003, Aachen, Germany, 17-23 Jul 2003, LC-PHSM-2003-075.

[45] R. Demina, *et al.*, Phys. Rev. D 62 (2000) 035011.

[46] R. Lafaye, *et al.*, Eur.Phys.J.C54 (2008) 617.

Conclusion

Les recherches exposées dans ce document ont été classées en deux ensembles : l'un, par les aspects de calorimétrie, concernait les réalisations instrumentales, et l'autre, par la recherche du stop, est lié aux activités d'analyse. Cette scission est purement formelle. La pratique quotidienne du physicien expérimentateur impose une interaction permanente entre les deux domaines.

La durée de vie d'une expérience de physique des particules est de l'ordre d'une vingtaine d'années : aux dix ans de développements pour élaborer un détecteur s'ajoutent une dizaine d'années d'exploitation et de maintenance. Cette échelle de temps impose des conditions de fonctionnement stables et fiables. L'appareillage doit donner des résultats précis et compris. Les activités décrites dans la première partie de ce mémoire se rapportaient à différentes étapes de la construction et de l'exploitation d'un détecteur. Les activités concernant le calorimètre hadronique d'ATLAS illustrent la période de production, celles se rapportant aux calorimètres de CDF à l'étape d'assemblage et d'installation, et les réalisations touchant le déclenchement de DØ et la reconstruction des pions neutres auprès de l'ILC participent de la phase de maintenance et d'amélioration. Elles ne sont pas l'oeuvre d'un seul homme mais bien le fruit d'un travail d'équipes. Les détecteurs sont des appareillages complexes dont la construction, la maintenance et la compréhension nécessitent de larges efforts coordonnés par des collaborations internationales regroupant plusieurs centaines de membres.

Le domaine de la supersymétrie est pétri d'incertitudes. La supersymétrie *pourrait* être une symétrie fondamentale de la Nature et le super-partenaire du quark top *pourrait* être léger. A partir de ces hypothèses, les désintégrations *possibles* du stop peuvent être énumérées. Comment commuer ces supputations en certitudes ? Par la mise en évidence de la production de paires de stops ! La tâche n'est pas aisée, parce que le nombre d'états finals à explorer est élevé, et parce que l'appareillage est dans certaines conditions insensible. Le premier point peut être résolu en multipliant les analyses par état final et non pour un canal donné. Le deuxième problème peut s'alléger par une compréhension plus grande des détecteurs (reconstruction et déclenchement dans un détecteur comme DØ) et par une combinaison des résultats d'expériences permettant d'étendre la sensibilité des analyses. L'énergie disponible au LHC devrait permettre d'explorer un large domaine de l'espace des paramètres supersymétriques. Mais, même si la supersymétrie est mise en évidence au CERN, une mesure précise des paramètres de la théorie imposera probablement la construction de l'ILC. Cela signifie qu'une vingtaine d'années seront encore nécessaires avant d'en savoir un peu plus sur la structure du monde subatomique.

En 1973, Sidney Coleman concluait un exposé à Erice intitulé "*Secret symmetry : an introduction to spontaneous symmetry breakdown and gauge fields*" par ces mots : "*There are reasons for this, which I explained in the Introduction, but still one can not help feeling nervous. It is very possible that this whole beautiful and complex structure will be swept in the dustbin of history by a thunderbolt in Batavia. All we can do is wait and see.*". Quatre décennies plus tard, cette citation pourrait s'appliquer à la supersymétrie, en remplaçant "Batavia" par "Batavia or Geneva", et en substituant à la conclusion "All we can do is search and see".

Appendice A

Activités d'encadrements et de co-encadrements d'étudiants

Responsabilités et vie scientifique

Présentations - Notes internes - Publications

Activités d'encadrements et de co-encadrements d'étudiants

La formation par la recherche représente une part importante, intéressante et enrichissante de mes activités. Les étudiants en thèse que j'ai co-encadrés ont traité des thématiques proches de mes sujets de recherche. Mais j'ai aussi accueilli des étudiants de l'université à divers moments de leur cursus. Ainsi des étudiantes de licence, pour des périodes courtes d'initiation à la recherche (stage Janus de l'IN2P3), et de maîtrise de physique ont-elles effectué des stages leur permettant d'appréhender le domaine de la physique des particules.

- ***2004-2007 : Thèse de Fabrice Tissandier (co-encadrant : P. Gay).***
  Le sujet de cette thèse concernait la recherche de paires de stop, partenaire supersymétrique du quark top, dans les événements caractérisés par la présence d'un électron, d'un muon, de deux jets, et de l'énergie manquante. Cette analyse a été effectuée à partir des données collectées par le détecteur D0 au Tevatron d'avril 2002 à février 2006. Aucun excès n'a été observé dans les données ce qui a permis de tracer une limite concernant le taux de production du stop au Tevatron. Les résultats obtenus ont été combinés avec ceux de la recherche d'evénements caractérisés par la présence de deux électrons, de deux jets de saveur lourde, et de l'énergie transverse manquante. Ces résultats ont été publiés, comme mentionné dans la liste des publications jointe à ce dossier.
  Après cette thèse, Fabrice Tissandier a été recruté comme ingénieur d'étude chez AREVA NP (Nuclear Plant) dans la section NEPCFR (EPR Design Studies) en juin 2008. Il traite les problèmes de thermo-hydraulique.

- ***2002-2006 : Thèse de Sébastien Binet (co-encadrant : D. Pallin).***
  Cette thèse comportait deux axes majeurs : l'un concernait l'environnement logiciel utilisé dans l'expérience ATLAS avec notamment le développement de diverses parties du code de reconstruction, et l'autre était lié à l'étalonnage en énergie des jets. Les jets ont été étalonnés en utilisant des bosons W provenant de la production de paires de quark top. Une précision de l'ordre du pourcent a été obtenue.
  Après cette thèse, Sébastien Binet a effectué un post-doctorat à l'université de Berkeley (Californie, USA). Il est actuellement post-doctorant au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire à Orsay. Il est en charge de l'écriture écrit du code de reconstruction.

- ***2004 : Stage de maîtrise en laboratoire de Marion Arthaud (4 mois).***
  Ce stage de maîtrise comportait deux aspects : l'un concernait l'étude cinématique d'un processus de désintégration à deux corps dans l'état final, et l'autre traitait de la reconstruction d'une masse invariante du boson Z^0 à partir des événements contenant deux électrons.
  Après ce stage, Marion Arthaud a poursuivi des études en physique des hautes énergie en choisissant le DEA Champs, Particules, Matières à Orsay. Elle a ensuite effectué une thèse au CEA de Saclay. Son sujet concernait la mesure de la masse du quark top dans le canal électron-muon dans l'expérience D0. Marion Arthaud a ensuite été recrutée chez AREVA en 2008. Elle est chargée de la sureté nucléaire.

- ***2003 : Stage Janus de Marion Arthaud (1 mois).***
  Une initiation à la physique des particules et au modèle standard a été effectuée au cours de ce stage Janus. En particulier les propriétés de désintégration des leptons τ ont été étudiées à l'aide de diverses modélisations par tirage aléatoire (Monte-Carlo).

- ***2001 : Stage de maîtrise en laboratoire de Julie Mayenobe (3 mois).***
  Ce stage concernait le système de hautes tensions du calorimètre hadronique du détecteur ATLAS. Des interfaces graphiques permettant de visualiser les résultats d'étalonnage des

cartes électroniques de ce système ont été développées.

Responsabilités et vie scientifique

Une collaboration internationale doit être dotée d'une organisation efficace dans le but de gérer les multiples tâches liés à la maintenance des détecteurs, à l'amélioration de leurs performances et à l'approfondissement de leur compréhension. Cette organisation prend la forme de groupes de travail dédiés dont le coordinateur doit à la fois s'assurer de la qualité du travail effectué et rendre compte à sa hiérarchie des progrès accomplis. Je développe dans la suite de cet exposé les divers rôles de coordination de groupes de travail que j'ai remplis.

Les réalisations de notre discipline résultent de projets de longue haleine : les étapes de conception, de construction et d'exploitation d'un détecteur s'échelonnent sur des periodes de plus de vingt ans. Aussi des réflexions sont-elles régulièrement menées au sein de l'IN2P3, l'institut du CNRS dont dépend notre discipline, et du CEA, en relation avec les universités, dans le but de fixer des objectifs futurs et d'étudier les scénarios les plus efficaces. J'ai eu l'occasion de participer à ces ateliers. Cette contribution s'inscrit dans un schéma plus général de dialogues et d'exposés aux collègues d'autres expériences ou à la communauté des théoriciens de notre discipline. Elle est souvent réalisée au sein de workshops et de groupements de recherche (GDR). J'ai été plusieurs fois amené à présenter des travaux dans cette structure. De plus, dans le souci d'ouvrir et d'expliquer le domaine de la physique des particules à un public plus large, j'ai participé à différentes opérations portes ouvertes sur le campus des Cézeaux et à l'organisation de la réception de plus de 200 physiciens dans le cadre de réunions de travail.

- ***Responsabilités***

  Les responsabilités que j'ai assumées ou que j'assume sont les suivantes :
  - Membre d'un comité de lecture dans la collaboration DØ (depuis 2008) : ce comité de lecture a pour charges d'étudier les résultats d'une analyse, de procéder à certaines vérifications, de proposer d'éventuelles améliorations, et d'en autoriser la publication.
  - Coordinateur du déclenchement de niveau 3 des électrons et photons dans la collaboration DØ (2003-2005) : le déclenchement est un sujet crucial dans une expérience comme DØ. Mon rôle a consisté à coordonner l'effort de maintenance des programmes de reconstruction et d'amélioration des résultats des filtres mis en place.
  - Responsable du système de hautes tensions du calorimètre hadronique de l'expérience ATLAS (2000-2004) : cette responsabilité concernait la production, le test et la certification de l'ensemble des cartes du système électronique des hautes tensions du calorimètre hadronique du détecteur ATLAS. En concertation avec deux ingénieurs électroniciens du laboratoire, R. Chadelas et D. Lambert, un contrôle qualité strict a été mis en place. Toutes les cartes ont été testées et sont maintenant installées sur le détecteur.
  - Présentation au conseil scientifique du LPC, 3 juillet 2009 : j'ai eu la responsabilité de présenter les activités du groupe DØ de Clermont-Ferrand et les prospectives pour avoir l'accord de poursuivre nos travaux jusqu'en 2011.

- ***Administration de la recherche***

  - Membre de la commission de spécialistes 29ème section de l'enseignement supérieur (2004-2006).

- ***Contribution à des workshops :***

  - *DØ New Phenomena Workshop (12 décembre 2009) - Fermilab*
    Présentation : Search for $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow \mu\tau bb\ \tilde{\nu}\tilde{\nu}$.

- *DØ τ Workshop (29 septembre 2009) - Fermilab*
  Présentation : Search for stop decaying to τ.

- *GDR Supersymétrie (3 et 4 décembre 2008) - Orsay*
  Présentation : Résultats récents de DØ.

- *DØ New Phenomena Workshop (11 novembre 2008) - Fermilab*
  Présentations : Search for $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow \mu\tau bb\ \tilde{\nu}\tilde{\nu}$.

- *DØ Summer Physics Workshop (26-27 juin 2008) - Fermilab*
  Présentations : Search for $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow eebb\ \tilde{\nu}\tilde{\nu}$.

- *DØ Winter Physics Workshop (18-19 février 2008) - Fermilab*
  Présentations : Search for $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow e\mu bb\ \tilde{\nu}\tilde{\nu}$.

- *DØ Winter New Phenomena Workshop (8 décembre 2007) - Fermilab*
  Présentations : Stop decays in mSUGRA.
  Search for $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \rightarrow eebb\ \tilde{\nu}\tilde{\nu}$.

- *ILC Software and Physics meeting (4 au 6 avril 2006) - Cambridge*
  Présentation : Full Simulation Physics Studies.

- *ILC - SOCLE (janvier 2006) - Lyon*
  Présentation : Analyses de Physique.

- *DØ τ Workshop (27 septembre 2005) - Fermilab*
  Présentation : τ Energy scale resolution.

- *Physics at TeV Colliders (11 - 20 mai 2005) - Les Houches*
  Contribution aux compte-rendus du workshop.

- Participation aux journées de prospectives 2004-2014 organisées conjointement par le CEA (DSM/DAPNIA) et le CNRS (IN2P3) : ces journées ont été consacrées à une prospective scientifique à dix ans. Des groupes de travail ont été mis en place et j'ai intégré les sections intitulées "Origine de la Masse" et "Physique au delà du Modèle Standard". J'ai rédigé une partie des documents résumant les contributions de ces groupes de travail.

- ***Animation scientifique***

  - Journée portes ouvertes ATLAS à Clermont-Ferrand : dans le but de promouvoir nos activités, une journée portes ouvertes ATLAS a été organisée au LPC le 14 juin 2002. J'ai participé à cette manifestation par la présentation du système de hautes tensions du calorimètre hadronique du détecteur ATLAS.
  - Journées de la collaboration ATLAS à Clermont-Ferrand : chaque année, une semaine de travail de la collaboration ATLAS est organisée à l'extérieur du CERN. Clermont-Ferrand a été choisie et j'ai participé à l'organisation (finances, transports et hébergement) de l'accueil d'environ 200 physiciens du 23 au 28 juin 2002.

Présentations en conférence

Mes travaux de recherche comptent également des présentations en conférences au cours desquelles j'ai exposé certains résultats des collaborations dans lesquelles j'étais impliqué. Les différents exposés réalisés, qui ont tous fait l'objet d'un compte rendu, sont résumés ci-dessous.

- DIS 2008 (7-11 avril 2008) - University College London, Royaume-Uni.
  Session : Electroweak and BSM Working Group - Searches for Supersymmetry.
  Titre : Squarks and gluino searches at the Tevatron (on behalf of CDF and D0 collaborations).

- Linear Collider Workshop 2007 : LCWS2007 and ILC2007 (30 mai-3 juin 2007) - Hambourg, Allemagne.
  Session : Simulation and Reconstruction.
  Titre : π^0 Reconstruction within the full simulation framework.

- XLIst Rencontres de Moriond : QCD and High Energy Hadronic Interactions (18-25 mars 2006) - La Thuile, Italie.
  Session : Higgs, Search for new phenomena.
  Titre : Non-SUSY searches at the Tevatron (on behalf of CDF and D0 collaborations).

- XXXIIIrd Rencontres de Moriond : Electroweak Interactions and Unified Theories (14-21 mars 1998) - Les Arc, France.
  Session : Supersymmetry. Theory and Searches.
  Titre : Search for Charginos mass-degenerate with LSP in the DELPHI Detector from 130 to 183 GeV.

Notes internes aux collaborations

Les travaux auxquels j'ai participé n'ont pas tous fait l'objet d'une publication. Néanmoins, chaque fois que cela a été possible, des notes internes décrivant les recherches effectuées ont été rédigées. Ces écrits laissent une trace des études effectuées à un instant donné et permettent de développer les sujets de façon beaucoup plus exhaustive que ne l'autorise le format d'une publication.

- ***Expérience DØ : 5 notes.***

  - Search for Pair Production of Stop Quarks decaying to b Chargino (19 février 2009) DØ note 5870.
  - Search for light scalar top quark pair production in the bbeeMET final state in 1 fb-1 of ppbar collisions at sqrt(s)=1.96 TeV (25 juin 2008) DØ note 5705.
  - Search for pair production of the supersymmetric partner of the top quark in the bbemusneutsneut decay channel at D0 (en collaboration avec F. Tisandier) (14 février 2008) DØ note 5598 - CONF.
  - Search for light scalar top quark pair production in the bb emu snusnu decay channel with 1.1 fb-1. (en collaboration avec F. Tissandier) (29 janvier 2008) DØ note 5573.

– Electron Smearing Studies with RunIIa Data (7 mai 2007) DØ note 5400.

– ***Expérience ILC : 1 note.***

– π^0 Reconstruction within the full simulation framework (5 octobre 2007) LC-TOOL-2007-10.

– ***Expérience ATLAS : 6 notes.***

Ces notes ont été co-signées par R. Chadelas et D. Lambert, ingénieurs électroniciens du LPC.
– Final SEE tests on the HV distributor system of the TileCal (25 novembre 2000) ATL-TILECAL-2002-013.
– HV Distributor Results during 2001 beam period (21 mai 2002) ATL-TILECAL-2002-009.
– HV Distributor Radiation Qualification Part Three : NIEL Tests (14 mai 2002) ATL-TILECAL-2002-008.
– HV Distributor Radiation Qualification Part Two : TID Tests (14 mai 2002) ATL-TILECAL-2002-007.
– About SEEs in the HV Distributor System of the TileCal (14 mai 2002) ATL-TILECAL-2002-006.
– HV Distributor Radiation Qualification Part One : SEE Tests (14 mai 2002) ATL-TILECAL-2002-005.

– ***Expérience CDF : 4 notes.***

– Analysing LED/XEF data with DBANA (22 novembre 2000) CDF/DOC/ONLINE/CDFR/5500.
– New LER and SCL for the CDF Central Calorimeter (en collaboration avec A. Kovalev, Ed. MCkigney, H. Williams, Y. Oh et S. Hahn) (20 novembre 2000) CDF/DOC/CALORIMETRY/PUBLIC/5497.
– Calibration of the CDF Central Calorimeter (en collaboration avec A. Kovalev, Ed. MCkigney, H. Williams, Y. Oh et S. Hahn) (17 novembre 2000) CDF/DOC/CALORIMETRY/PUBLIC/5493.
– Plug Sourcing with ADMEMs (10 mars 2000) CDF/DOC/PLUG_UPGR/PUBLIC/5259.

Publications

En tant que membre de collaborations internationales, je suis signataire de 270 publications : 170 pour DØ, 5 pour ATLAS, 3 pour ILC, 36 pour CDF et 60 pour DELPHI. La liste ci-dessous correspond à une dizaine de ces publications pour lesquelles j'ai apporté une contribution majeure. Pour chacune de ces publications, je décris le contenu du papier et je précise mes contributions personnelles.

– *Collaboration DØ*

– **Search for the lightest scalar top quark in events with two leptons in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, Phys. Lett. B 675 (2009) 289.**
Cette publication concerne la recherche de paires de stops, partenaire supersymétrique du quark top, dans le détecteur DØ. Deux signatures correspondant à deux schémas de

désintégrations possible du stop ont été recherchées dans les données collectées par DØ de 2002 à 2006. C'est une recherche originale dans la mesure où elle explore de nouveaux domaines. Je fus le responsable principal de cette analyse et j'ai rédigé la publication.

- **Search for pair production of the supersymmetric partner of the top quark in the $e + \mu + b + \bar{b} + \not{E}_T$ decay channel at DØ, DØ Note 5598-CONF.**
  Ce papier pour conférences concerne la recherche de paires de stops dans un état final contenant deux leptons (un électron et un muon), deux jets et de l'énergie manquante. Ce travail original fut effectué dans le cadre de la thèse de Fabrice Tissandier, que j'ai co-encadré. Je fus le rédacteur principal de ce papier.

- **Model Independant search for New Physics at DØ in final states containing leptons, DØ Note 5777-CONF.**
  Dans ce papier pour conférences, des méthodes visant à rechercher des nouveaux processus physiques sont développées.
  Je suis membre du comité de lecture, au sein de la collaboration DØ, dont les charges sont d'étudier cette analyse, de procéder à diverses vérifications, de proposer d'éventuelles améliorations, et d'en autoriser la publication.

– *Collaborations CDF et DØ*

- **Squarks and gluino searches at the Tevatron, FERMILAB-CONF-08-633-E.**
  Cette contribution à la conférence "Deep Inelastic Scattering", qui s'est déroulée à Londres du 7 au 11 avril 2008, reprend la présentation que j'ai effectuée, au nom des collaborations CDF et DØ. Un résumé détaillé de l'ensemble des recherches concernant les squarks et les gluinos a été présenté.

- **Non-SUSY searches at the Tevatron.**

  Au cours de la conférence d'hiver "41st Recontres de Moriond", qui s'est déroulée à La Thuile, en Italie, du 18 au 25 mars 2006, j'ai présenté les résultats de CDF et DØ au sujet de la recherche de nouvelles particules dans les modèles pour lesquels la supersymétrie n'est pas présente. Cette présentation a fait l'objet d'une contribution aux compte-rendus de la conférence.

– *Collaboration ILC*

- **π^0 Reconstruction within the full simulation framework, LC-TOOL-2007-010.**
  Ces travaux concernent une particule produite en abondance dans un collisionneur linéaire, le pion neutre π^0. Cette entité se désintègre instantanément en deux photons et il est possible d'améliorer la précision de mesure de l'énergie initiale du π^0 à partir d'un ajustement cinématique appliqué aux deux photons. Cette étude, dont je suis l'auteur principal, a fait l'objet d'une présentation à la conférence internationale sur les collisionneurs, LCWS07, qui s'est déroulée à Hambourg du 30 mai au 3 juin 2007. Une contribution aux compte-rendus de cette conférence a été rédigée et une note publique (LC-TOOL-2007-010) développant les résultats présentés est disponible.

– *Collaboration ATLAS*

- **Testbeam studies of production modules of the ATLAS tile calorimeter, Nucl.**

Instrum. Meth. A606 (2009) 362.
Ce papier résume les performances du calorimètre hadronique obtenus lors de mesures en faisceaux tests. A cette occasion, une partie complètement instrumentée du calorimètre a été exposée à divers faisceaux de particules et les réponses des diverses parties exposées ont été mesurées. Le système de cartes électroniques dont j'étais responsable était présent au cours de ces tests, pendant lesquels j'ai assuré la maintenance et le suivi du bon fonctionnement de l'électronique considérée.

– **The ATLAS hadronic calorimeter : From construction toward physics, IEEE Trans. Nucl. Sci. 53 (2006) 1275.**
Cette publication décrit le calorimètre hadronique du détecteur ATLAS. Le système de cartes électroniques dont j'étais responsable est un des constituants de ce sous-détecteur. Son fonctionnement et ses performances sont décrits dans ce papier.

Appendice B

Search for the lightest scalar top quark in events with two leptons in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV

Physics Letters B 675 (2009) 289-296

Physics Letters B 675 (2009) 289–296

Contents lists available at ScienceDirect

Physics Letters B

www.elsevier.com/locate/physletb

Search for the lightest scalar top quark in events with two leptons in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV

DØ Collaboration

V.M. Abazov [aj], B. Abbott [bw], M. Abolins [bm], B.S. Acharya [ac], M. Adams [ay], T. Adams [aw], E. Aguilo [f], M. Ahsan [bg], G.D. Alexeev [aj], G. Alkhazov [an], A. Alton [bl,1], G. Alverson [bk], G.A. Alves [b], M. Anastasoaie [ai], L.S. Ancu [ai], T. Andeen [ba], B. Andrieu [q], M.S. Anzelc [ba], M. Aoki [ax], Y. Arnoud [n], M. Arov [bh], M. Arthaud [r], A. Askew [aw,2], B. Åsman [ao], A.C.S. Assis Jesus [c], O. Atramentov [aw], C. Avila [h], F. Badaud [m], L. Bagby [ax], B. Baldin [ax], D.V. Bandurin [bg], P. Banerjee [ac], S. Banerjee [ac], E. Barberis [bk], A.-F. Barfuss [o], P. Bargassa [cb], P. Baringer [bf], J. Barreto [b], J.F. Bartlett [ax], U. Bassler [r], D. Bauer [aq], S. Beale [f], A. Bean [bf], M. Begalli [c], M. Begel [bu], C. Belanger-Champagne [ao], L. Bellantoni [ax], A. Bellavance [ax], J.A. Benitez [bm], S.B. Beri [aa], G. Bernardi [q], R. Bernhard [w], I. Bertram [ap], M. Besançon [r], R. Beuselinck [aq], V.A. Bezzubov [am], P.C. Bhat [ax], V. Bhatnagar [aa], G. Blazey [az], F. Blekman [aq], S. Blessing [aw], K. Bloom [bo], A. Boehnlein [ax], D. Boline [bj], T.A. Bolton [bg], E.E. Boos [al], G. Borissov [ap], T. Bose [by], A. Brandt [bz], R. Brock [bm], G. Brooijmans [br], A. Bross [ax], D. Brown [cc], X.B. Bu [g], N.J. Buchanan [aw], D. Buchholz [ba], M. Buehler [cc], V. Buescher [v], V. Bunichev [al], S. Burdin [ap,3], T.H. Burnett [cd], C.P. Buszello [aq], P. Calfayan [y], S. Calvet [p], J. Cammin [bs], M.A. Carrasco-Lizarraga [ag], E. Carrera [aw], W. Carvalho [c], B.C.K. Casey [ax], H. Castilla-Valdez [ag], S. Chakrabarti [bt], D. Chakraborty [az], K.M. Chan [bc], A. Chandra [av], E. Cheu [as], D.K. Cho [bj], S. Choi [af], B. Choudhary [ab], L. Christofek [by], T. Christoudias [aq], S. Cihangir [ax], D. Claes [bo], J. Clutter [bf], M. Cooke [ax], W.E. Cooper [ax], M. Corcoran [cb], F. Couderc [r], M.-C. Cousinou [o], S. Crépé-Renaudin [n], V. Cuplov [bg], D. Cutts [by], M. Ćwiok [ad], H. da Motta [b], A. Das [as], G. Davies [aq], K. De [bz], S.J. de Jong [ai], E. De La Cruz-Burelo [ag], C. De Oliveira Martins [c], K. DeVaughan [bo], F. Déliot [r], M. Demarteau [ax], R. Demina [bs], D. Denisov [ax], S.P. Denisov [am], S. Desai [ax], H.T. Diehl [ax], M. Diesburg [ax], A. Dominguez [bo], T. Dorland [cd], A. Dubey [ab], L.V. Dudko [al], L. Duflot [p], S.R. Dugad [ac], D. Duggan [aw], A. Duperrin [o], S. Dutt [aa], J. Dyer [bm], A. Dyshkant [az], M. Eads [bo], D. Edmunds [bm], J. Ellison [av], V.D. Elvira [ax], Y. Enari [by], S. Eno [bi], P. Ermolov [al,4], H. Evans [bb], A. Evdokimov [bu], V.N. Evdokimov [am], A.V. Ferapontov [bg], T. Ferbel [bi,bs], F. Fiedler [x], F. Filthaut [ai], W. Fisher [ax], H.E. Fisk [ax], M. Fortner [az], H. Fox [ap], S. Fu [ax], S. Fuess [ax], T. Gadfort [br], C.F. Galea [ai], C. Garcia [bs], A. Garcia-Bellido [bs], V. Gavrilov [ak], P. Gay [m], W. Geist [s], W. Geng [o,bm], C.E. Gerber [ay], Y. Gershtein [aw,2], D. Gillberg [f], G. Ginther [bs], B. Gómez [h], A. Goussiou [cd], P.D. Grannis [bt], H. Greenlee [ax], Z.D. Greenwood [bh], E.M. Gregores [d], G. Grenier [t], Ph. Gris [m,*], J.-F. Grivaz [p], A. Grohsjean [y], S. Grünendahl [ax], M.W. Grünewald [ad], F. Guo [bt], J. Guo [bt], G. Gutierrez [ax], P. Gutierrez [bw], A. Haas [br], N.J. Hadley [bi], P. Haefner [y], S. Hagopian [aw], J. Haley [bp], I. Hall [bm], R.E. Hall [au], L. Han [g], K. Harder [ar], A. Harel [bs], J.M. Hauptman [be], J. Hays [aq], T. Hebbeker [u], D. Hedin [az], J.G. Hegeman [ah], A.P. Heinson [av], U. Heintz [bj], C. Hensel [v,5], K. Herner [bt], G. Hesketh [bk], M.D. Hildreth [bc], R. Hirosky [cc], T. Hoang [aw], J.D. Hobbs [bt], B. Hoeneisen [l], M. Hohlfeld [v], S. Hossain [bw], P. Houben [ah], Y. Hu [bt], Z. Hubacek [j], V. Hynek [i], I. Iashvili [bq], R. Illingworth [ax], A.S. Ito [ax], S. Jabeen [bj], M. Jaffré [p], S. Jain [bw], K. Jakobs [w], C. Jarvis [bi], R. Jesik [aq], K. Johns [as], C. Johnson [br], M. Johnson [ax], D. Johnston [bo], A. Jonckheere [ax], P. Jonsson [aq], A. Juste [ax], E. Kajfasz [o], D. Karmanov [al], P.A. Kasper [ax], I. Katsanos [br], V. Kaushik [bz], R. Kehoe [ca], S. Kermiche [o], N. Khalatyan [ax], A. Khanov [bx], A. Kharchilava [bq], Y.N. Kharzheev [aj], D. Khatidze [br], T.J. Kim [ae], M.H. Kirby [ba], M. Kirsch [u], B. Klima [ax], J.M. Kohli [aa], J.-P. Konrath [w], A.V. Kozelov [am], J. Kraus [bm], T. Kuhl [x], A. Kumar [bq], A. Kupco [k], T. Kurča [t], V.A. Kuzmin [al], J. Kvita [i], F. Lacroix [m], D. Lam [bc], S. Lammers [br], G. Landsberg [by], P. Lebrun [t], W.M. Lee [ax], A. Leflat [al], J. Lellouch [q], J. Li [bz,4], L. Li [av], Q.Z. Li [ax], S.M. Lietti [e], J.K. Lim [ae], J.G.R. Lima [az], D. Lincoln [ax], J. Linnemann [bm], V.V. Lipaev [am], R. Lipton [ax], Y. Liu [g], Z. Liu [f], A. Lobodenko [an], M. Lokajicek [k], P. Love [ap], H.J. Lubatti [cd], R. Luna-Garcia [ag,6], A.L. Lyon [ax], A.K.A. Maciel [b], D. Mackin [cb], R.J. Madaras [at], P. Mättig [z], A. Magerkurth [bl], P.K. Mal [cd], H.B. Malbouisson [c], S. Malik [bo], V.L. Malyshev [aj], Y. Maravin [bg], B. Martin [n], R. McCarthy [bt], M.M. Meijer [ai], A. Melnitchouk [bn], L. Mendoza [h], P.G. Mercadante [e], M. Merkin [al], K.W. Merritt [ax], A. Meyer [u], J. Meyer [v,5], J. Mitrevski [br], R.K. Mommsen [ar], N.K. Mondal [ac], R.W. Moore [f], T. Moulik [bf], G.S. Muanza [o],

0370-2693/$ – see front matter © 2009 Elsevier B.V. All rights reserved.
doi:10.1016/j.physletb.2009.04.039

M. Mulhearn [br], O. Mundal [v], L. Mundim [c], E. Nagy [o], M. Naimuddin [ax], M. Narain [by], H.A. Neal [bl], J.P. Negret [h], P. Neustroev [an], H. Nilsen [w], H. Nogima [c], S.F. Novaes [e], T. Nunnemann [y], D.C. O'Neil [f], G. Obrant [an], C. Ochando [p], D. Onoprienko [bg], N. Oshima [ax], N. Osman [aq], J. Osta [bc], R. Otec [j], G.J. Otero y Garzón [ax], M. Owen [ar], P. Padley [cb], M. Pangilinan [by], N. Parashar [bd], S.-J. Park [v,5], S.K. Park [ae], J. Parsons [br], R. Partridge [by], N. Parua [bb], A. Patwa [bu], G. Pawloski [cb], B. Penning [w], M. Perfilov [al], K. Peters [ar], Y. Peters [z], P. Pétroff [p], M. Petteni [aq], R. Piegaia [a], J. Piper [bm], M.-A. Pleier [v], P.L.M. Podesta-Lerma [ag,7], V.M. Podstavkov [ax], Y. Pogorelov [bc], M.-E. Pol [b], P. Polozov [ak], B.G. Pope [bm], A.V. Popov [am], C. Potter [f], W.L. Prado da Silva [c], H.B. Prosper [aw], S. Protopopescu [bu], J. Qian [bl], A. Quadt [v,5], B. Quinn [bn], A. Rakitine [ap], M.S. Rangel [b], K. Ranjan [ab], P.N. Ratoff [ap], P. Renkel [ca], P. Rich [ar], M. Rijssenbeek [bt], I. Ripp-Baudot [s], F. Rizatdinova [bx], S. Robinson [aq], R.F. Rodrigues [c], M. Rominsky [bw], C. Royon [r], P. Rubinov [ax], R. Ruchti [bc], G. Safronov [ak], G. Sajot [n], A. Sánchez-Hernández [ag], M.P. Sanders [q], B. Sanghi [ax], G. Savage [ax], L. Sawyer [bh], T. Scanlon [aq], D. Schaile [y], R.D. Schamberger [bt], Y. Scheglov [an], H. Schellman [ba], T. Schliephake [z], S. Schlobohm [cd], C. Schwanenberger [ar], A. Schwartzman [bp], R. Schwienhorst [bm], J. Sekaric [aw], H. Severini [bw], E. Shabalina [ay], M. Shamim [bg], V. Shary [r], A.A. Shchukin [am], R.K. Shivpuri [ab], V. Siccardi [s], V. Simak [j], V. Sirotenko [ax], P. Skubic [bw], P. Slattery [bs], D. Smirnov [bc], G.R. Snow [bo], J. Snow [bv], S. Snyder [bu], S. Söldner-Rembold [ar], L. Sonnenschein [q], A. Sopczak [ap], M. Sosebee [bz], K. Soustruznik [i], B. Spurlock [bz], J. Stark [n], V. Stolin [ak], D.A. Stoyanova [am], J. Strandberg [bl], S. Strandberg [ao], M.A. Strang [bq], E. Strauss [bt], M. Strauss [bw], R. Ströhmer [y], D. Strom [ba], L. Stutte [ax], S. Sumowidagdo [aw], P. Svoisky [ai], A. Sznajder [c], A. Tanasijczuk [a], W. Taylor [f], B. Tiller [y], F. Tissandier [m], M. Titov [r], V.V. Tokmenin [aj], I. Torchiani [w], D. Tsybychev [bt], B. Tuchming [r], C. Tully [bp], P.M. Tuts [br], R. Unalan [bm], L. Uvarov [an], S. Uvarov [an], S. Uzunyan [az], B. Vachon [f], P.J. van den Berg [ah], R. Van Kooten [bb], W.M. van Leeuwen [ah], N. Varelas [ay], E.W. Varnes [as], I.A. Vasilyev [am], P. Verdier [t], L.S. Vertogradov [aj], M. Verzocchi [ax], D. Vilanova [r], F. Villeneuve-Seguier [aq], P. Vint [aq], P. Vokac [j], M. Voutilainen [bo,8], R. Wagner [bp], H.D. Wahl [aw], M.H.L.S. Wang [ax], J. Warchol [bc], G. Watts [cd], M. Wayne [bc], G. Weber [x], M. Weber [ax,9], L. Welty-Rieger [bb], A. Wenger [w,10], N. Wermes [v], M. Wetstein [bi], A. White [bz], D. Wicke [z], M.R.J. Williams [ap], G.W. Wilson [bf], S.J. Wimpenny [av], M. Wobisch [bh], D.R. Wood [bk], T.R. Wyatt [ar], Y. Xie [by], C. Xu [bl], S. Yacoob [ba], R. Yamada [ax], W.-C. Yang [ar], T. Yasuda [ax], Y.A. Yatsunenko [aj], H. Yin [g], K. Yip [bu], H.D. Yoo [by], S.W. Youn [ba], J. Yu [bz], C. Zeitnitz [z], S. Zelitch [cc], T. Zhao [cd], B. Zhou [bl], J. Zhu [bt], M. Zielinski [bs], D. Zieminska [bb], A. Zieminski [bb,4], L. Zivkovic [br], V. Zutshi [az], E.G. Zverev [al]

[a] *Universidad de Buenos Aires, Buenos Aires, Argentina*
[b] *LAFEX, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, Brazil*
[c] *Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brazil*
[d] *Universidade Federal do ABC, Santo André, Brazil*
[e] *Instituto de Física Teórica, Universidade Estadual Paulista, São Paulo, Brazil*
[f] *University of Alberta, Edmonton, Alberta, and Simon Fraser University, Burnaby, British Columbia, and York University, Toronto, Ontario and McGill University, Montreal, Quebec, Canada*
[g] *University of Science and Technology of China, Hefei, People's Republic of China*
[h] *Universidad de los Andes, Bogotá, Colombia*
[i] *Center for Particle Physics, Charles University, Prague, Czech Republic*
[j] *Czech Technical University, Prague, Czech Republic*
[k] *Center for Particle Physics, Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague, Czech Republic*
[l] *Universidad San Francisco de Quito, Quito, Ecuador*
[m] *LPC, Université Blaise Pascal, CNRS/IN2P3, Clermont, France*
[n] *LPSC, Université Joseph Fourier Grenoble 1, CNRS/IN2P3, Institut National Polytechnique de Grenoble, Grenoble, France*
[o] *CPPM, Aix-Marseille Université, CNRS/IN2P3, Marseille, France*
[p] *LAL, Université Paris-Sud, IN2P3/CNRS, Orsay, France*
[q] *LPNHE, IN2P3/CNRS, Universités Paris VI and VII, Paris, France*
[r] *CEA, Irfu, SPP, Saclay, France*
[s] *IPHC, Université Louis Pasteur, CNRS/IN2P3, Strasbourg, France*
[t] *IPNL, Université Lyon 1, CNRS/IN2P3, Villeurbanne, France and Université de Lyon, Lyon, France*
[u] *III. Physikalisches Institut A, RWTH Aachen University, Aachen, Germany*
[v] *Physikalisches Institut, Universität Bonn, Bonn, Germany*
[w] *Physikalisches Institut, Universität Freiburg, Freiburg, Germany*
[x] *Institut für Physik, Universität Mainz, Mainz, Germany*
[y] *Ludwig-Maximilians-Universität München, München, Germany*
[z] *Fachbereich Physik, University of Wuppertal, Wuppertal, Germany*
[aa] *Panjab University, Chandigarh, India*
[ab] *Delhi University, Delhi, India*
[ac] *Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, India*
[ad] *University College Dublin, Dublin, Ireland*
[ae] *Korea Detector Laboratory, Korea University, Seoul, Republic of Korea*
[af] *SungKyunKwan University, Suwon, Republic of Korea*
[ag] *CINVESTAV, Mexico City, Mexico*
[ah] *FOM-Institute NIKHEF and University of Amsterdam/NIKHEF, Amsterdam, The Netherlands*
[ai] *Radboud University Nijmegen/NIKHEF, Nijmegen, The Netherlands*
[aj] *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*
[ak] *Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia*
[al] *Moscow State University, Moscow, Russia*
[am] *Institute for High Energy Physics, Protvino, Russia*
[an] *Petersburg Nuclear Physics Institute, St. Petersburg, Russia*
[ao] *Lund University, Lund, and Royal Institute of Technology and Stockholm University, Stockholm, and Uppsala University, Uppsala, Sweden*

[ap] Lancaster University, Lancaster, United Kingdom
[aq] Imperial College, London, United Kingdom
[ar] University of Manchester, Manchester, United Kingdom
[as] University of Arizona, Tucson, AZ 85721, USA
[at] Lawrence Berkeley National Laboratory and University of California, Berkeley, CA 94720, USA
[au] California State University, Fresno, CA 93740, USA
[av] University of California, Riverside, CA 92521, USA
[aw] Florida State University, Tallahassee, FL 32306, USA
[ax] Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, IL 60510, USA
[ay] University of Illinois at Chicago, Chicago, IL 60607, USA
[az] Northern Illinois University, DeKalb, IL 60115, USA
[ba] Northwestern University, Evanston, IL 60208, USA
[bb] Indiana University, Bloomington, IN 47405, USA
[bc] University of Notre Dame, Notre Dame, IN 46556, USA
[bd] Purdue University Calumet, Hammond, IN 46323, USA
[be] Iowa State University, Ames, IA 50011, USA
[bf] University of Kansas, Lawrence, KS 66045, USA
[bg] Kansas State University, Manhattan, KS 66506, USA
[bh] Louisiana Tech University, Ruston, LA 71272, USA
[bi] University of Maryland, College Park, MD 20742, USA
[bj] Boston University, Boston, MA 02215, USA
[bk] Northeastern University, Boston, MA 02115, USA
[bl] University of Michigan, Ann Arbor, MI 48109, USA
[bm] Michigan State University, East Lansing, MI 48824, USA
[bn] University of Mississippi, University, MS 38677, USA
[bo] University of Nebraska, Lincoln, NE 68588, USA
[bp] Princeton University, Princeton, NJ 08544, USA
[bq] State University of New York, Buffalo, NY 14260, USA
[br] Columbia University, New York, NY 10027, USA
[bs] University of Rochester, Rochester, NY 14627, USA
[bt] State University of New York, Stony Brook, NY 11794, USA
[bu] Brookhaven National Laboratory, Upton, NY 11973, USA
[bv] Langston University, Langston, OK 73050, USA
[bw] University of Oklahoma, Norman, OK 73019, USA
[bx] Oklahoma State University, Stillwater, OK 74078, USA
[by] Brown University, Providence, RI 02912, USA
[bz] University of Texas, Arlington, TX 76019, USA
[ca] Southern Methodist University, Dallas, TX 75275, USA
[cb] Rice University, Houston, TX 77005, USA
[cc] University of Virginia, Charlottesville, VA 22901, USA
[cd] University of Washington, Seattle, WA 98195, USA

ARTICLE INFO

Article history:
Received 5 November 2008
Received in revised form 9 February 2009
Accepted 13 April 2009
Available online 18 April 2009
Editor: H. Weerts

PACS:
14.80.Ly
12.60.Jv
13.85.Rm

ABSTRACT

We report results of a search for the pair production of the lightest supersymmetric partner of the top quark, $\tilde{t}_1$, using a data set corresponding to an integrated luminosity of 1 fb^{-1} collected by the DØ detector at a $p\bar{p}$ center-of-mass energy of 1.96 TeV at the Fermilab Tevatron collider. Both scalar top quarks are assumed to decay into a b quark, a charged lepton and a scalar neutrino. The search is performed in the electron plus muon and dielectron final states. The signal topology consists of two isolated leptons, missing transverse energy, and jets. We find no evidence for this process and exclude regions of parameter space in the framework of the minimal supersymmetric standard model.

© 2009 Elsevier B.V. All rights reserved.

Supersymmetric theories [1] predict for every Standard Model (SM) particle the existence of a superpartner that differs by half a unit of spin. The top quark would have two scalar partners, $\tilde{t}_L$ and $\tilde{t}_R$, corresponding to its left- and right-handed states. Mixing between $\tilde{t}_L$ and $\tilde{t}_R$, being proportional to the top quark mass m_t, may lead to a possible large mass splitting between the physical states $\tilde{t}_1$ and $\tilde{t}_2$. Hence, the lightest supersymmetric partner of the top quark, $\tilde{t}_1$, might be light enough to be produced at the Fermilab Tevatron collider.

In this Letter we present a search for scalar top (stop) pair production in a data sample corresponding to an integrated luminosity of 1 fb^{-1} collected at a center-of-mass energy of 1.96 TeV with the DØ detector during Run II of the Fermilab Tevatron $p\bar{p}$ collider. The phenomenological framework is the minimal supersymmetric standard model (MSSM) with R-parity conservation. We

* Corresponding author.
E-mail address: gris@clermont.in2p3.fr (Ph. Gris).
[1] Visitor from Augustana College, Sioux Falls, SD, USA.
[2] Visitor from The University of Liverpool, Liverpool, UK.
[3] Visitor from Rutgers University, Piscataway, NJ, USA.
[4] Deceased.
[5] Visitor from II. Physikalisches Institut, Georg-August-University, Göttingen, Germany.
[6] Visitor from Centro de Investigacion en Computacion – IPN, Mexico City, Mexico.
[7] Visitor from ECFM, Universidad Autonoma de Sinaloa, Culiacán, Mexico.
[8] Visitor from Helsinki Institute of Physics, Helsinki, Finland.
[9] Visitor from Universität Bern, Bern, Switzerland.
[10] Visitor from Universität Zürich, Zürich, Switzerland.

assume that BR($\tilde{t}_1 \to b\ell\tilde{\nu}$) = 1, where $\tilde{\nu}$ is the scalar neutrino (sneutrino). Among possible stop decays [2], this final state is one of the most attractive; in addition to a b quark, it benefits from the presence of a lepton with high transverse momentum with respect to the beam axis (p_T). The sneutrino is either the lightest supersymmetric particle (LSP) or decays invisibly: $\tilde{\nu} \to \nu\tilde{\chi}_1^0$ or $\nu\tilde{G}$ where the lightest neutralino, $\tilde{\chi}_1^0$, or the gravitino, $\tilde{G}$, is the LSP. We suppose an equal sharing among lepton flavors and consider $\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \to b\bar{b}\ell\ell'\tilde{\nu}\tilde{\nu}$ final states, with $\ell\ell' = e^{\pm}\mu^{\mp}$ ($e\mu$ channel) and $\ell\ell' = e^+e^-$ (ee channel). The signal topology consists of two isolated leptons, missing transverse energy ($\not\!\!E_T$), coming mainly from undetected sneutrinos, and jets. A search for stop pair production in the $e\mu$ and $\mu\mu(\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1 \to b\bar{b}\mu\mu\tilde{\nu}\tilde{\nu})$ channels has previously been performed by the DØ Collaboration [3] using a data set corresponding to a luminosity of 428 pb^{-1}. The $e\mu$ sample in [3] is a subset of the data sample used in this analysis. Searches for stop pair production in the $b\bar{b}\ell\ell'\tilde{\nu}\tilde{\nu}$ final state have been reported by the ALEPH, L3, and OPAL Collaborations [4].

The DØ detector [5] comprises a central tracking system surrounded by a liquid-argon/uranium sampling calorimeter and muon detectors. Charged particles are reconstructed using multilayer silicon detectors and eight double layers of scintillating fibers in a 2 T magnetic field produced by a superconducting solenoid. After passing through the calorimeter, muons are detected in the muon system comprising three layers of tracking detectors and scintillation counters. Events containing electrons or muons are selected for offline analysis by an online trigger system. A combination of single electron (ee channel) and dilepton ($e\mu$ channel) triggers is used to tag the presence of electrons and muons based on their energy deposition in the calorimeter, hits in the muon detectors, and tracks in the tracking system.

In $p\bar{p}$ collisions, stops are pair-produced via quark–antiquark annihilation and gluon fusion. The $\tilde{t}_1$ pair production cross section, $\sigma_{\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1}$, depends primarily on $m_{\tilde{t}_1}$, with only a weak dependence on other MSSM parameters. At $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, $\sigma_{\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1}$ at next-to-leading-order (NLO), calculated with PROSPINO [6], ranges from 15 pb to 0.5 pb for $100 \leqslant m_{\tilde{t}_1} \leqslant 180$ GeV. These cross sections are estimated using CTEQ6.1M parton distribution functions (PDF) [7,8] and equal renormalization and factorization scales $\mu_{r,f} = m_{\tilde{t}_1}$. A theoretical uncertainty of about 18% is estimated due to scale and PDF choice.

Three-body decays of the stop are simulated using COMPHEP [9] and PYTHIA [10] for parton-level generation and hadronization, respectively. We consider a range of stop mass values from 100 to 200 GeV in steps of 10 GeV. The range of sneutrino masses explored extends from 40 to 140 GeV in steps of 10 to 20 GeV. For each choice of [$m_{\tilde{t}_1}$, $m_{\tilde{\nu}}$], 10,000 events are generated. Background processes are simulated using the PYTHIA and ALPGEN [11] Monte Carlo (MC) generators. ALPGEN is interfaced with PYTHIA for parton showering and hadronization. The MC samples use the CTEQ6L PDF and are normalized using next-to-leading order cross sections [12–14]. All generated events are passed through the full simulation of the detector geometry and response based on GEANT [15]. MC events are then reconstructed and analyzed with the same software as used for the data.

The signal topology depends both on $m_{\tilde{t}_1}$ and on the mass difference $\Delta m = m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\nu}}$. The p_T of the leptons and b quarks decrease with smaller values of Δm and $\not\!\!E_T$ values are correlated with $m_{\tilde{t}_1}$ and Δm. For both $e\mu$ and ee channels, the two signal points $[m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\nu}}] = (140, 110)$ GeV and $(170, 90)$ GeV, referred to respectively as "Signal A" and "Signal B" in the following, are chosen to illustrate the effect of the selections for low $m_{\tilde{t}_1}$ and low Δm (Signal A) and for high $m_{\tilde{t}_1}$ and high Δm (Signal B).

The main SM background processes mimicking the signal signature are $Z/\gamma^* \to \tau^+\tau^-$, WW, WZ, ZZ, and $t\bar{t}$ ($e\mu$ and ee decay channels), $Z/\gamma^* \to e^+e^-$ (ee channel), and instrumental background ($e\mu$ and ee channels). All but the latter are estimated using MC simulations.

Electrons are identified as clusters of energy in calorimeter cells in a cone of size $\mathcal{R} \equiv \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0.4$ where ϕ is the azimuthal angle and η the pseudorapidity.[11] Electron candidates are required to have a large fraction of their energy deposited in the electromagnetic layers of the calorimeter. The clusters are required to be isolated from hadronic energy depositions. The calorimeter isolation variable $I = [E_{\text{tot}}(0.4) - E_{\text{EM}}(0.2)]/E_{\text{EM}}(0.2)$ is less than 0.15, where $E_{\text{tot}}(0.4)$ is the total transverse shower energy in a cone of radius $\mathcal{R} = 0.4$ and $E_{\text{EM}}(0.2)$ is the electromagnetic energy in a cone $\mathcal{R} = 0.2$. The clusters are also required to have a spatially-matched track in the central tracking system with p_T larger than 8 GeV, and to have a shower shape consistent with that of an electron. Electrons are also required to satisfy identification criteria combined in a likelihood variable and based on multivariate discriminators derived from calorimeter shower shape and track variables. Only central electrons ($|\eta| < 1.1$) with transverse energy with respect to the beam axis (E_T) measured in the calorimeter larger than 15 GeV are considered.

Muons are reconstructed by finding tracks pointing to hit patterns in the muon system. Non-isolated muons are rejected by requiring the sum of the transverse momenta of tracks inside a cone of radius $\mathcal{R} = 0.5$ around the muon direction to be less than 4 GeV, and the sum of transverse energy in the calorimeter in a hollow cone of size $0.1 < \mathcal{R} < 0.4$ around the muon to be less than 4 GeV. To reject cosmic ray muons, requirements on the time of arrival of the muon at the various scintillator layers in the muon system are made. Muons with $|\eta| < 2$ and $p_T > 8$ GeV are considered.

Jets are reconstructed from the energy deposition in the calorimeter towers using the Run II cone algorithm [16] with a radius $\mathcal{R}_{\text{cone}} \equiv \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta y)^2} = 0.5$, where y is the rapidity.[12] Jet energies are calibrated to the particle level using correction factors primarily derived from the transverse momentum balance in photon plus jets events. Only jets with $p_T > 15$ GeV and $|\eta| < 2.5$ are considered. The $\not\!\!E_T$ is calculated using all calorimeter cells and is corrected for the jet and electromagnetic energy scales and for the momentum of selected muons.

In each event, the best primary vertex is selected from all reconstructed primary vertices as the one with the smallest probability of originating from a minimum bias interaction [17]. Its longitudinal position with respect to the detector center, z, is restricted to $|z| < 60$ cm to ensure efficient reconstruction. The leptons in an event are required to be isolated from each other ($\mathcal{R}(\ell, \ell') > 0.5$) and from a jet ($\mathcal{R}(\ell, \text{jet}) > 0.5$).

The instrumental background is due to either misidentified electrons or muons, mismeasured $\not\!\!E_T$, or electrons or muons from multijet processes that pass the lepton isolation requirements presented above. Data samples dominated by instrumental background are selected by inverting the muon isolation requirements or the electron-likelihood cut ($e\mu$ channel) or both electron-likelihood criteria (ee channel). The normalization factors for those samples are estimated from observed events. In the $e\mu$ channel, an exponential fit is performed to the $\not\!\!E_T$ distribution in the range $\not\!\!E_T < 35$ GeV, after subtraction of the MC estimates of the non-instrumental backgrounds, in events containing one electron and one muon. In the ee channel, the normalization is performed using both electron E_T shapes in events containing two electrons in a domain where the instrumental background has a large contribution.

[11] The pseudorapidity η is defined as $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$, with θ being the polar angle with respect to the proton beam direction.

[12] The rapidity y is defined as $y = \frac{1}{2}\ln[(E + p_Z)/(E - p_Z)]$.

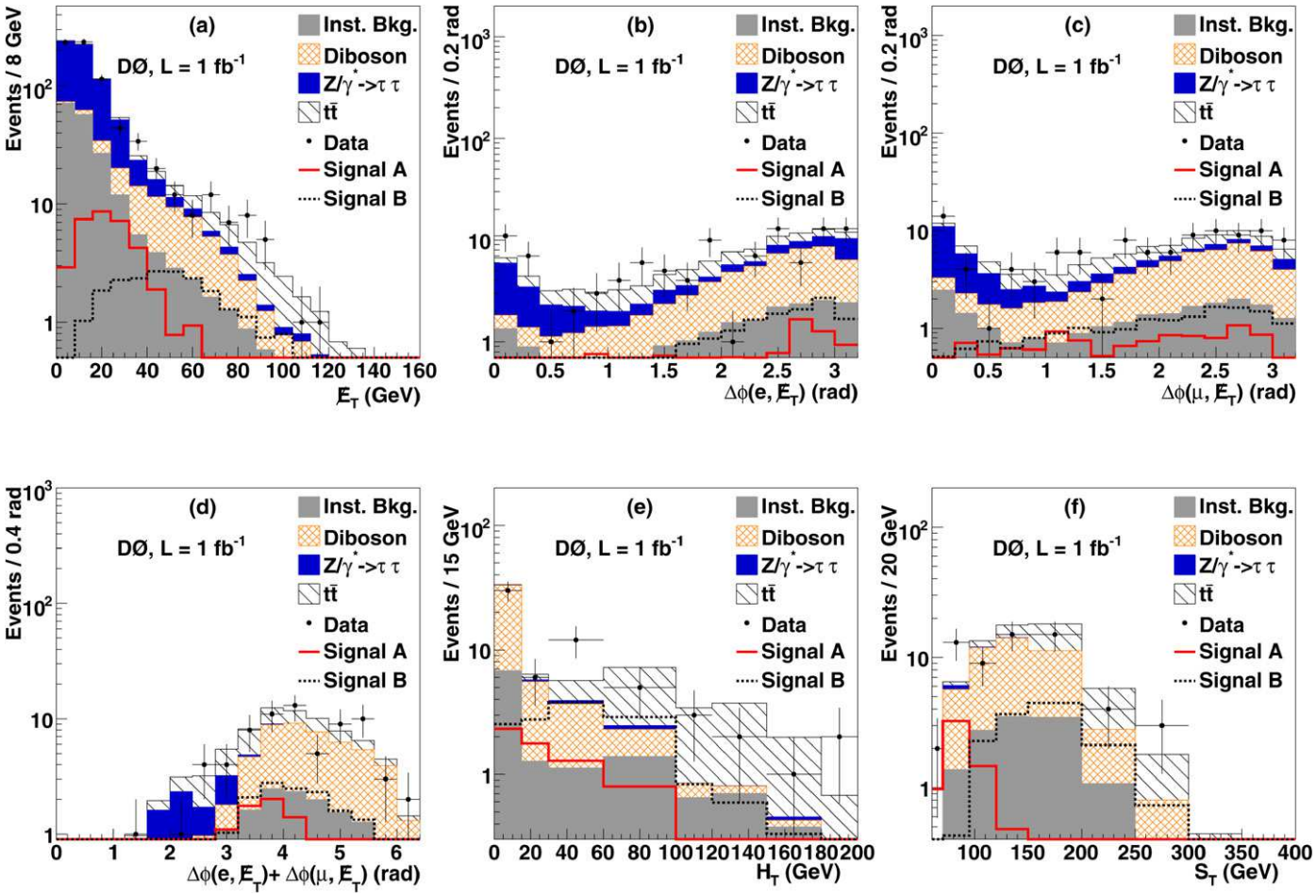


Fig. 1. Distributions ($e\mu$ channel) of (a) $\not\!\!E_T$ after preselection, (b) $\Delta\phi(e, \not\!\!E_T)$ and (c) $\Delta\phi(\mu, \not\!\!E_T)$ after Emu 1, (d) $\Delta\phi(e, \not\!\!E_T) + \Delta\phi(\mu, \not\!\!E_T)$ after Emu 2, (e) H_T and (f) S_T after Emu 3, for observed events (dots), expected background (filled areas), and signal expectations for Signal A (solid line) and Signal B (dashed line).

Table 1
Numbers of events observed in data and expected from SM background processes and the two signal samples A and B at the various stages of the analysis in the $e\mu$ channel. The quoted uncertainties are statistical only.

		Total SM	Background contributions					
Selection	Data	Background	$Z/\gamma^* \to \tau^+\tau^-$	$t\bar{t}$	Diboson	Instrumental	Signal A	Signal B
Preselection	735	736 ± 15	458	29.7	60.6	188	34.0 ± 1	26.3 ± 0.7
Emu 1	106	106 ± 5	23	23.5	38.7	21	10.6 ± 0.7	19.4 ± 0.6
Emu 2	71	77 ± 4	5.9	20.0	36.2	15	8.4 ± 0.7	17.6 ± 0.6
Emu 3	61	65 ± 4	0.7	16.4	34.5	13	6.0 ± 0.6	16.1 ± 0.5

The integrated luminosity [18] of the $e\mu$ data sample is 1100 ± 67 pb^{-1}. Events are preselected with the requirement that they contain one electron and one muon. To remove a large part of the instrumental background as well as events coming from $Z/\gamma^* \to \tau^+\tau^-$, selections on the $\not\!\!E_T$ [Fig. 1(a)] and on the $\not\!\!E_T$ significance, $\mathcal{S}(\not\!\!E_T)$, defined as the ratio of the $\not\!\!E_T$ in an event to its estimated uncertainty given the expected resolutions on the p_T measurements for the selected leptons and jets, are applied:

$$\not\!\!E_T > 30 \text{ GeV},$$
$$\mathcal{S}(\not\!\!E_T) > 4. \qquad \text{(Emu 1)}$$

At this stage, the instrumental and $Z/\gamma^* \to \tau^+\tau^-$ events comprise a large part (41%) of the total background. In these processes, reconstructed leptons are correlated with the $\not\!\!E_T$, giving rise to higher event populations at high and low values of the azimuthal angle difference between the leptons and $\not\!\!E_T$, with a low value of the angular difference for one lepton being correlated with a high value for the other. As there is a higher background contribution at low values of the angular distributions [Figs. 1(b) and 1(c)], we require:

$$\Delta\phi(\mu, \not\!\!E_T) > 0.4 \text{ rad},$$
$$\Delta\phi(e, \not\!\!E_T) > 0.4 \text{ rad}. \qquad \text{(Emu 2)}$$

To reduce the $Z/\gamma^* \to \tau^+\tau^-$ background, selections on the transverse mass of the muon and $\not\!\!E_T$, $M_T(\mu, \not\!\!E_T)$ [19], and of the electron and $\not\!\!E_T$, $M_T(e, \not\!\!E_T)$, are applied. To further reduce this background, we use the azimuthal angular differences between the leptons and the missing energy, $\Delta\phi(\mu, \not\!\!E_T)$ and $\Delta\phi(e, \not\!\!E_T)$, which should be large [Fig. 1(d)]. We require:

$$M_T(\mu, \not\!\!E_T) > 20 \text{ GeV},$$
$$M_T(e, \not\!\!E_T) > 20 \text{ GeV},$$
$$\Delta\phi(\mu, \not\!\!E_T) + \Delta\phi(e, \not\!\!E_T) > 2.9 \text{ rad}. \qquad \text{(Emu 3)}$$

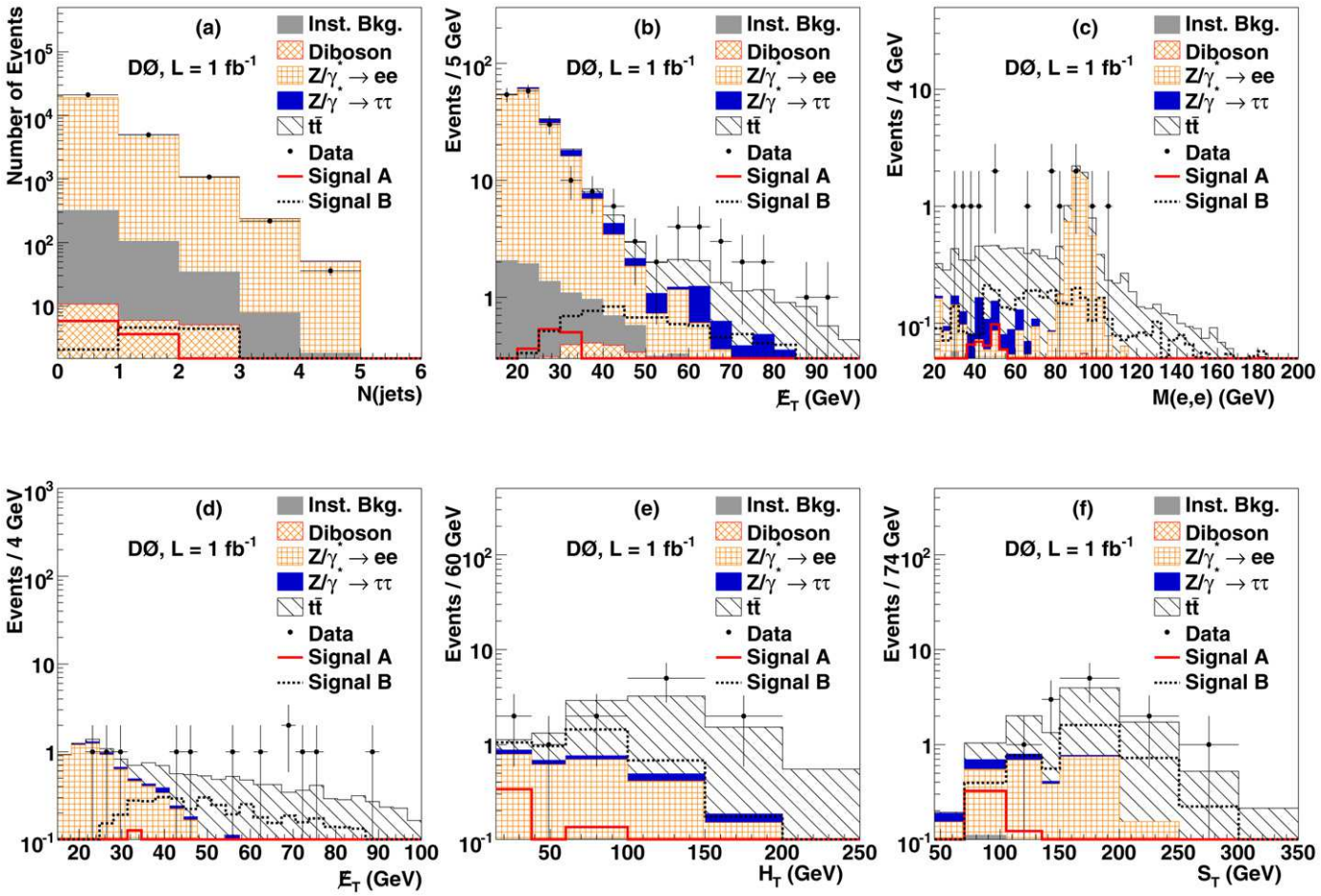


Fig. 2. Distributions (ee channel) of (a) the number of jets after the preselection, (b) $\not\!\!E_T$ after Dielec 2, (c) the dielectron invariant mass and (d) $\not\!\!E_T$ after Dielec 3, (e) H_T and (f) S_T after Dielec 5, for observed events (dots), expected background (filled areas), and signal expectations for Signal A (solid line) and Signal B (dashed line).

Table 2
Numbers of observed events in data and expected yields from SM background processes for the twelve S_T and H_T bins in the $e\mu$ channel. The quoted uncertainties are statistical only.

H_T (GeV)	S_T (GeV)					
	0–70		70–120		> 120	
	Data	SM	Data	SM	Data	SM
0–15	1	0.3 ± 0.3	15	13 ± 2	12	19 ± 2
15–60	1	0.09 ± 0.1	6	4.2 ± 0.9	11	8 ± 1
60–120	0	0.06 ± 0.1	1	1.6 ± 0.6	8	9 ± 1
> 120	0	0.01 ± 0.05	0	0.9 ± 0.4	6	7 ± 1

The number of events surviving at each analysis step for the data, for each background component, and for the two signal samples A and B are summarized in Table 1. After all selections, the WW, $t\bar{t}$, and instrumental background contributions dominate. To separate the signal from these backgrounds, two topological variables are used: S_T, defined as the scalar sum of the muon p_T, the electron p_T, and the $\not\!\!E_T$; and H_T, defined as the scalar sum of the transverse momenta of all the jets. WW and instrumental backgrounds populate low values of H_T and S_T while top quark pairs have large values for both variables. The signal distribution depends on the stop mass and on the mass difference Δm, with low values of Δm having low values of H_T and S_T [Figs. 1(e) and 1(f)]. Rather than selecting events using these two variables, the numbers of events predicted for signal and background are compared to the observed numbers in twelve $[S_T, H_T]$ bins (Table 2) when extracting limits on the cross section for the $e\mu$ channel.

The integrated luminosity of the ee data sample is 1043 ± 64 pb^{-1}. At preselection, two electrons are required. $Z/\gamma^* \to e^+e^-$ events account for 94% of the total background. While the signal is characterized by the presence of jets originating from the hadronization of b quarks, the $Z/\gamma^* \to e^+e^-$ background owes the presence of jets to gluons from initial state radiation which hadronize into softer jets, resulting in a lower multiplicity of jets. To keep sensivity to low Δm signals while rejecting substantial background, we require at least one jet [Fig. 2(a)]:

$$N(\text{jets}) \geqslant 1. \qquad \text{(Dielec 1)}$$

To reject contributions from both the instrumental and $Z/\gamma^* \to e^+e^-$ backgrounds, cuts on the $\not\!\!E_T$ and on its significance are performed:

$$\not\!\!E_T > 15 \text{ GeV},$$
$$\mathcal{S}(\not\!\!E_T) > 5. \qquad \text{(Dielec 2)}$$

At this stage of the analysis, the $Z/\gamma^* \to e^+e^-$ sample is still dominant [Fig. 2(b)] and give rise to higher event populations at high values of the azimuthal angle difference between the two electrons. To remove these events, the following selection is applied:

$$\Delta\phi(ee) < 3 \text{ rad}. \qquad \text{(Dielec 3)}$$

To increase the search sensitivity in this channel, we take advantage of the presence of jets originating from the fragmentation of long-lived b quarks in the signal. A neural network (NN) tagging tool [20] for heavy flavor that combines information from

Table 3
Numbers of events observed in data and expected from SM background processes and the two signal samples A and B at the various stages of the analysis in the ee channel. The quoted uncertainties are statistical only.

Selection	Data	Total SM Background	Background contributions					Signal A	Signal B
			$Z/\gamma^* \to e^+e^-$	$Z/\gamma^* \to \tau^+\tau^-$	$t\bar{t}$	Diboson	Instrumental		
Preselection	27757	25419 ± 87	24810	120	14.1	23.4	452	10.7 ± 0.5	12.7 ± 0.3
Dielec 1	6278	6335 ± 38	6143	29	14.2	12.6	136	4.8 ± 0.4	10.6 ± 0.3
Dielec 2	192	200 ± 5	166	11	12.1	3.9	12	3.0 ± 0.3	8.9 ± 0.2
Dielec 3	142	152 ± 4	122	9.3	11.4	3.5	5.8	2.6 ± 0.3	8.0 ± 0.2
Dielec 4	15	16.0 ± 0.6	6.7	0.5	8.4	0.22	0.17	0.6 ± 0.1	4.7 ± 0.2
Dielec 5	12	12.2 ± 0.4	3.0	0.5	8.4	0.12	0.16	0.6 ± 0.1	4.6 ± 0.2

Table 4
Numbers of observed events in data and expected yields from SM background processes for the four S_T and H_T bins in the ee channel. The quoted uncertainties are statistical only.

H_T (GeV)	S_T (GeV)			
	45–150		> 150	
	Data	SM	Data	SM
15–60	1	1.9 ± 0.3	2	1 ± 0.1
> 60	3	3.3 ± 0.2	6	6 ± 0.2

several lifetime-based b-taggers to maximize the b quark tagging efficiency is used for this purpose. At least one jet in the event is required to be b-tagged (Dielec 4) by satisfying a given NN selection. The b quark tagging operating point preserves high efficiency for the detection of b jets ($\approx 66\%$) with a $\approx 3\%$ probability for a light parton jet to be mistakenly tagged. This point maximizes the sensitivity of the analysis for stop masses of 130–140 GeV and for low Δm. At this stage, most of the surviving $Z/\gamma^* \to e^+e^-$ events have a dielectron mass in the vicinity of the Z boson resonance and low $\not\!\!E_T$ values [Figs. 2(c) and 2(d)]. To further suppress this background while preserving the signal, a cut in the plane $[M(e,e), \not\!\!E_T]$ is applied. This selection is optimized for low Δm signals and is defined by:

$$M(e,e) \notin [75, 105] \text{ GeV} \quad \text{if } \not\!\!E_T < 30 \text{ GeV}. \qquad \text{(Dielec 5)}$$

The selections applied in the ee channel are summarized in Table 3 along with the number of events surviving at each step for the data, for each background component, and for the two signal samples A and B. Compared to the $e\mu$ channel, the estimated yields of $t\bar{t}$, $Z/\gamma^* \to \tau^+\tau^-$ and diboson backgrounds are lower at the preselection stage. This is explained mainly by the threshold values of p_T and η used to identify electrons and muons. A slight excess of observed events is seen at the preselection level and is due to $Z/\gamma^* \to e^+e^-$ events having no jets and for which the boson transverse momentum is lower than 20 GeV. For these events, the parton showering implemented in the MC generators used in this analysis gives inaccurate results. The $t\bar{t}$ background dominates in the final stage of the selection. Four bins in H_T and S_T [Figs. 2(e) and 2(f) and Table 4] are considered to separate the signal from the SM background.

For both $e\mu$ and ee channels, signal efficiencies, defined with respect to the numbers of events in the relevant channels, reach a value of 10% for large mass differences but decrease to values lower than 0.1% for $\Delta m < 20$ GeV.

The expected numbers of background and signal events depend on several measurements and parametrizations which each introduce a systematic uncertainty. The main sources of uncertainty that are common to $e\mu$ and ee channels and affect both the backgrounds and the signal consist of: electron identification and reconstruction efficiency (5% for the background, between 2% and 10% for the signal), jet energy calibration (3% for the background, between 2% and 11% for the signal), jet identification efficiency and energy resolution (2% for the background, between 3% and

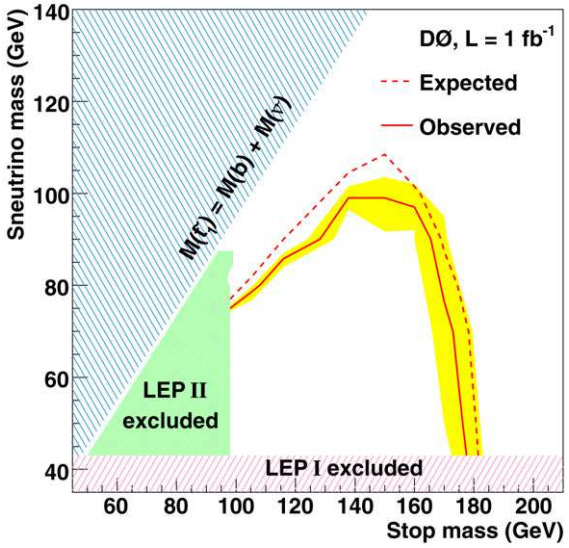


Fig. 3. The 95% C.L. exclusion contour in the sneutrino mass versus stop mass plane. Shaded areas represent the kinematically forbidden region and the LEP I [22] and LEP II [4] exclusions. The dashed and continuous lines represent, respectively, the expected and observed 95% C.L. exclusion limit for this analysis. The band surrounding the observed limit denotes the effect of the uncertainty on the stop production cross section.

17% for the signal), luminosity (6.1%) [18], trigger efficiency (2%). The following systematic uncertainties related to the background only are considered: instrumental background modeling (5% in the $e\mu$ channel and 18% in the ee channel) and PDF (5% for diboson and 15% for $t\bar{t}$ and Z/γ^* processes). In addition, the $e\mu$ channel is affected by a systematic uncertainty related to the muon identification and reconstruction efficiency (2% for the background, between 2% and 5% for the signal). In the ee channel, an uncertainty coming from HF tagging is applied (2% for the background, between 2% and 5% for the signal). These systematic uncertainties (except those for the luminosity and the instrumental background) are obtained by varying sequentially, before any selection, each concerned quantity within one standard deviation. For each channel, the systematic uncertainty on the instrumental background is estimated by varying the fit parameters within one standard deviation of their uncertainty. Higher systematic uncertainties are observed for signal samples with low $m_{\tilde{t}_1}$ and low Δm which give rise to higher event populations at low values of the p_T of the leptons and b quarks.

No evidence for $\tilde{t}_1$ production is observed after applying all selections for the $e\mu$ and ee data sets. No overlap is expected or observed between the two samples. We combine the numbers of expected signal and background events and their corresponding uncertainties, and the number of observed events in data from the twelve bins of the $e\mu$ channel (Table 2) and the four bins of the ee channel (Table 4) to calculate upper limits on the signal production cross section at the 95% C.L. for various signal points

using the modified frequentist approach [21]. This method employs a likelihood-ratio (LLR) test-statistic, computed under the background-only (LLR_b) or signal plus background (LLR_{s+b}) hypotheses. Simulated pseudo-experiments assuming Poisson statistics and including the effect of systematic uncertainties are generated and distributions for LLR_b and LLR_{s+b} are obtained. By integrating the corresponding LLR distributions up to the LLR value observed in data, confidence levels CL_b and CL_{s+b} are derived. The stop cross section is varied until the ratio $CL_s = CL_{s+b}/CL_b$ equals 0.05, which defines the 95% C.L. upper limit for the cross section for a given $[m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\nu}}]$ point. The intersection of the obtained cross section limit with the theoretical prediction for the cross section as a function of $m_{\tilde{t}_1}$ and $m_{\tilde{\nu}}$ yields the corresponding exclusion point in the $[m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\nu}}]$ plane. In this calculation, all systematic uncertainties except the ones related to the instrumental background modeling and the PDF are considered as fully correlated between signal and background. The theoretical uncertainty of the stop signal cross section $\Delta\sigma_{\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1}$ is estimated by adding in quadrature the variations corresponding to the PDF uncertainty and the change in renormalization and factorization scale by a factor of two around the nominal value. Limits are estimated for nominal ($\sigma_{\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1}$), minimal ($\sigma_{\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1} - \Delta\sigma_{\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1}$) and maximal ($\sigma_{\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1} + \Delta\sigma_{\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1}$) cross section values. We choose not to correlate uncertainties between signal and background so that the cross section limits can also be applied to other models or calculations.

Fig. 3 shows the excluded region as a function of the scalar top quark and sneutrino masses, for nominal (continuous line) and for both minimal and maximal (band surrounding the line) values of $\sigma_{\tilde{t}_1\bar{\tilde{t}}_1}$, corresponding to the estimated theoretical uncertainty. For larger mass differences between the stop and the sneutrino, a stop mass lower than 175 GeV is excluded. A sensitivity up to $\Delta m = 60$ GeV is observed for stop masses of 150 GeV. Combining the search in the ee final state with the $e\mu$ channel extends the final sensitivity by approximately 5 GeV for large mass differences. The observed limit is within one standard deviation of the expected limit for $m_{\tilde{t}_1} \geqslant 150$ GeV and within two standard deviations for $m_{\tilde{t}_1} \leqslant 150$ GeV.

In summary, we presented the results of a search for the pair production of the lightest scalar top quark which decays into $b\ell\tilde{\nu}$. Events with an electron and a muon or with two electrons have been considered in this analysis. No evidence for the lightest stop is observed in this decay, leading to a 95% C.L. exclusion in the $[m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\nu}}]$ plane. The largest stop mass excluded is 175 GeV for a sneutrino mass of 45 GeV, and the largest sneutrino mass excluded is 96 GeV for a stop mass of 140 GeV.

Acknowledgements

We thank the staffs at Fermilab and collaborating institutions, and acknowledge support from the DOE and NSF (USA); CEA and CNRS/IN2P3 (France); FASI, Rosatom and RFBR (Russia); CNPq, FAPERJ, FAPESP and FUNDUNESP (Brazil); DAE and DST (India); Colciencias (Colombia); CONACyT (Mexico); KRF and KOSEF (Korea); CONICET and UBACyT (Argentina); FOM (The Netherlands); STFC (United Kingdom); MSMT and GACR (Czech Republic); CRC Program, CFI, NSERC and WestGrid Project (Canada); BMBF and DFG (Germany); SFI (Ireland); The Swedish Research Council (Sweden); CAS and CNSF (China); and the Alexander von Humboldt Foundation (Germany).

References

[1] See, for instance, P. Fayet, S. Ferrara, Phys. Rep. 32 (1977) 249; H.P. Nilles, Phys. Rep. 110 (1984) 1.
[2] See, for instance, A. Djouadi, Y. Mambrini, Phys. Rev. Lett. 63 (2001) 115005, and references therein.
[3] V.M. Abazov, et al., DØ Collaboration, Phys. Lett. B 659 (2008) 500.
[4] LEPSUSYWG Collaboration, ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, Note LEPSUSYWG/04-02.1, http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/www/squarks_summer04/stop_combi_208_final.html.
[5] V.M. Abazov, et al., DØ Collaboration, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 565 (2006) 463.
[6] W. Beenakker, et al., Nucl. Phys. B 515 (1998) 453.
[7] J. Pumplin, et al., JHEP 0207 (2002) 012.
[8] D. Stump, et al., JHEP 0310 (2003) 046.
[9] A. Pukhov, et al., User's manual for version 3.3, INP-MSU 98-41/542.
[10] T. Sjöstrand, et al., JHEP 0605 (2006) 026; PYTHIA version v6.319 is used.
[11] M.L. Mangano, et al., JHEP 0307 (2003) 001; ALPGEN versions v2.05 and v2.11 are used.
[12] R. Hamberg, W.L. van Neerven, T. Matsuura, Nucl. Phys. B 359 (1991) 343; R. Hamberg, W.L. van Neerven, T. Matsuura, Nucl. Phys. B 364 (2002) 403, Erratum.
[13] J.M. Campbell, R.K. Ellis, Phys. Rev. D 60 (1999) 113006.
[14] N. Kidonakis, R. Vogt, Phys. Rev. D 68 (2003) 114014.
[15] R. Brun, F. Carminati, CERN Program Library Long Writeup W5013, 1993 (unpublished).
[16] G.C. Blazey, et al., in: U. Baur, R.K. Ellis, D. Zeppenfeld (Eds.), Proceedings of the Workshop: QCD and Weak Boson Physics in Run II, Fermilab-Pub-00/297, 2000.
[17] V.M. Abazov, et al., DØ Collaboration, Phys. Rev. D 74 (2006) 112004.
[18] T. Andeen, et al., FERMILAB-TM-2365, 2007.
[19] J. Smith, W.L. van Neerven, J.A.M. Vermaseren, Phys. Rev. Lett. 50 (1983) 1738.
[20] T. Scanlon, Ph.D. thesis, Imperial College London, FERMILAB-THESIS-2006-43, 2006.
[21] T. Junk, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 434 (1999) 435; A. Read, in: 1st Workshop on Confidence Limits, CERN Report No. CERN-2000-005, 2000.
[22] C. Amsler, et al., Phys. Lett. B 667 (2008) 1.