



Recherche des squarks et des gluinos dans l'expérience D0 au RunIIa du Tevatron

Patrice Verdier

► To cite this version:

Patrice Verdier. Recherche des squarks et des gluinos dans l'expérience D0 au RunIIa du Tevatron. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2007. <tel-00341558>

HAL Id: tel-00341558

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00341558>

Submitted on 25 Nov 2008

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.

UNIVERSITÉ LYON 1
INSTITUT DE PHYSIQUE NUCLÉAIRE DE LYON

Mémoire d'habilitation à diriger des recherches
présenté par

PATRICE VERDIER

Recherche des squarks et des gluinos dans l'expérience $D\bar{O}$ au RunIIa du Tevatron

le 23 Novembre 2007
devant le jury composé de

M.	A.	Djouadi	Rapporteur
Mme.	S.	Gascon-Shotkin	Président
M.	J.-F.	Grivaz	
M.	B.	Ille	
M.	P.	Janot	Rapporteur
M.	P.	Pétroff	Rapporteur
M.	T.	Wyatt	

Table des matières

Introduction	5
1 Cartes processeurs L2β	7
1.1 Le niveau 2 dans le système de déclenchement de DØ	7
1.2 Conception, construction et tests de la carte L2 β	9
1.3 Mise en service et conclusion	11
2 Reconstruction de l'énergie transverse manquante dans DØ	15
2.1 Le calorimètre de DØ	15
2.2 Reconstruction de l'énergie transverse manquante	19
2.2.1 Définition(s) de l'énergie transverse manquante	19
2.2.2 Corrections de l'énergie transverse manquante	22
2.3 Qualité des données enregistrées	23
2.4 Performances	26
2.4.1 Croisements de faisceaux aléatoires et événements de biais minimum	26
2.4.2 Événements $Z \rightarrow e^+e^-$ inclusifs	33
3 Recherche des squarks et des gluinos dans l'expérience DØ	35
3.1 Production des squarks et des gluinos au Tevatron	35
3.1.1 Introduction	35
3.1.2 Sections efficaces de production des squarks et des gluinos	36
3.2 Analyse des données de DØ du Run IIa	38
3.2.1 Simulation Monte Carlo	38
3.2.2 Conditions de déclenchements Jets+ \cancel{E}_T au Run IIa	41
3.2.3 Résultats	42
3.3 Autres recherches	54
3.3.1 Recherche des squarks dans le canal jets+ $\tau(s)$ + \cancel{E}_T	54
3.3.2 Recherche des leptoquarks de première génération	55
3.3.3 Extension à d'autres modèles	57
Conclusion	59
Bibliographie	61
Annexe A : V. M. Abazov <i>et al.</i>, Phys. Lett. B 638 (2006) 119.	65
Annexe B : V. M. Abazov <i>et al.</i>, Phys. Lett. B 640 (2006) 230.	75
Annexe C : M. Carena <i>et al.</i>, Phys. Rev. D 75 (2007) 091701.	85
Curriculum Vitæ	93
Résumé	100

Introduction

Ce mémoire d’habilitation à diriger des recherches contient trois parties correspondant aux trois activités principales effectuées entre 2001 et 2007 dans la collaboration DØ.

Le premier chapitre résume brièvement la construction d’une carte processeur pour le niveau 2 du système de déclenchement de l’expérience DØ. Ces travaux ont été conduits de 2001 à 2003. Le document de référence reste le TDR associé qui décrit de manière très technique cette carte ainsi que son fonctionnement. Cette partie est donc un résumé des activités autour de ce projet insistant sur la nécessité, à l’époque, de construire cette carte pour faire fonctionner le niveau 2 du système de déclenchement de DØ.

Le deuxième chapitre traite de la reconstruction de l’énergie transverse manquante, quantité indispensable en collisionneur de hadrons pour la recherche de nouvelles particules, mais aussi pour les mesures de précision du modèle standard. Après une description du calorimètre de DØ, les performances de la reconstruction de l’énergie transverse manquante lors du RunII du Tevatron sont présentées.

Enfin, le troisième chapitre contient les résultats de recherche de nouvelle physique dans les événements contenant des jets et de l’énergie transverse manquante. L’analyse principale effectuée est la recherche des squarks et des gluinos dans cette topologie à partir de toutes les données collectées par DØ lors du RunIIa du Tevatron. Les analyses de recherche des squarks avec un tau en plus dans l’état final et de recherche des leptoquarks de première génération sont également présentées. A la fin de ce chapitre, la possibilité d’interpréter ces résultats dans d’autres modèles théoriques d’extension du modèle standard est discutée avec l’exemple d’un modèle “Little Higgs”.

Ce document contient trois annexes correspondant aux trois publications principales décrites dans ce document : la recherche des squarks et des gluinos (Annexe A) et des leptoquarks de première génération (Annexe B) à partir de 310 pb^{-1} de données enregistrées par DØ au RunIIa. La publication de l’analyse de prospective dans un modèle “Little Higgs” est en annexe C.

Chapitre 1

Cartes processeurs L2 β

Ce chapitre décrit la carte processeur L2 β [1], conçue au LAL en 2001 en collaboration avec l'université de Virginie. L'installation d'un banc de tests, les vérifications et développements des prototypes, les tests du firmware du FPGA monté sur cette carte, ainsi que la vérification systématique des cartes de la série de production ont représenté la majeure partie de mes activités de 2001 à 2003, date de leur installation définitive dans le système de déclenchement de DØ.

1.1 Le niveau 2 dans le système de déclenchement de DØ

La section efficace inélastique $p\bar{p}$ est de l'ordre de 50 mb et le temps entre deux croisements de faisceaux est de 396 ns au Run II du Tevatron. Il est donc primordial de sélectionner en ligne les événements intéressants pour le programme de physique. Le système de déclenchement de DØ est organisé en trois niveaux successifs, appelés L1, L2, et L3. Il permet de réduire le taux initial d'événements de 2,5 MHz à environ 50 Hz, soit le taux d'écriture sur bande. La figure 1.1 montre un schéma de ce système ainsi que les taux maximaux d'événements à chaque niveau. Il faut noter que le système de déclenchement a subi de nombreuses modifications depuis sa conception initiale à la fin des années 1990 [2].

Le calorimètre, les détecteurs de pied de gerbe (PS), le détecteur à fibres scintillantes de particules chargées (CFT), et le spectromètre à muons possèdent une électronique de lecture rapide adaptée pour une sélection d'événements au niveau 1 basée sur des critères simples, comme une acceptance géométrique ou une énergie au dessus d'un seuil. Le détecteur au silicium de particules chargées (SMT) ne disposant pas d'une électronique suffisamment rapide, il ne contribue pas à la décision de niveau 1. L'information complète des détecteurs est stockée dans des mémoires tampons du système d'acquisition, attendant un retour des décisions de déclenchement aux niveaux supérieurs. Les événements satisfaisant une condition L1, sont transmis au niveau 2 qui combine les canaux de lecture de niveau 1 de chaque détecteur en objets physiques simples. Le niveau 2 est composé de deux parties. Comme au niveau 1, chaque détecteur possède son propre système de déclenchement appelé préprocesseur. L'information des préprocesseurs est transmise à la partie L2 Global [3] qui peut effectuer des corrélations entre les objets des différents détecteurs. La sélection des événements au niveau 2 peut donc se faire à partir de caractéristiques générales des événements. Une condition L2 satisfaite déclenche la lecture et la numérisation complète des informations des détecteurs qui sont transmises au niveau 3. Ce dernier niveau est basé sur une ferme d'ordinateurs qui utilise une version rapide du programme de reconstruction hors-ligne. Une condition de déclenchement est définie par une condition à chacun des niveaux L1, L2 et L3. Les facteurs de rejection sont de 1000, 2 à 5, et ~ 10 pour les niveaux 1, 2, et 3 respectivement.

Initialement prévu pour supporter un taux d'entrée de 10 kHz et générer un temps mort inférieur à 5%, le taux d'événements à l'entrée du niveau 2 est limité à 1,6 kHz à cause de la lenteur de la lecture du SMT. Les mémoires tampons du système d'acquisition imposent que la décision de déclenchement au L2 soit faite dans le même ordre chronologique que la décision de niveau 1. Le nombre maximum d'événements attendant une décision au L2 est de 16. Un nombre supérieur entrainerait un temps mort

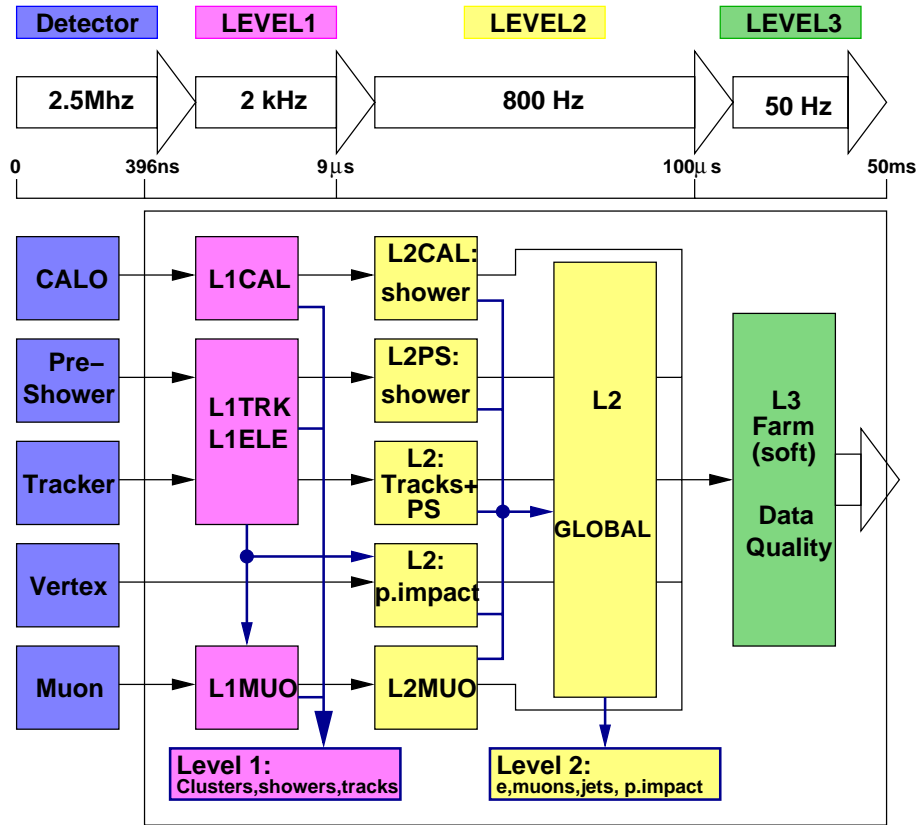


FIG. 1.1 – Schéma du système de déclenchement de DØ.

dans la prise de données. Le calcul en parallèle dans les préprocesseurs L2 doit se faire en moins de $100\mu\text{s}$. Le L2 Global bénéficie lui aussi de $100\mu\text{s}$ pour combiner l'information des préprocesseurs et rendre sa décision.

Les préprocesseurs et le L2 Global sont des chassis 9U VME ("Versa Module Eurocard"). Et, hormis le système de déclenchement sur les vertex déplacés ("L2STT") [4], tous les chassis contiennent la même configuration de base. La figure 1.2 montre la configuration du chassis "L2CAL" pour le traitement des données du calorimètre. Chaque chassis contient un bus VME 64-bit et est équipé d'un bus auxiliaire 128-bit appelé Magic Bus (MBus) [5], développé à Fermilab. Ce dernier permet la transmission des données entre les cartes du chassis à un débit de 320 MOctets/s. Le bus VME est quant à lui utilisé pour les communications de contrôles et la transmission des données au L3. Un chassis comprend au moins :

- Une carte DPM ("Dual Port Memory") qui contrôle le bus VME, permet le téléchargement des paramètres d'opération, et communique avec le TCC ("Trigger Control Computer");
- Une carte SBC ("Single Board Computer") chargée d'envoyer les données au L3;
- Une carte MBT [6] ("Magic Bus Transceiver") qui reçoit les données des détecteurs et les envoie aux cartes processeurs via le MBus. Dans les chassis préprocesseurs, la MBT est également chargée de récupérer le résultat des cartes processeurs et de l'envoyer au L2 Global;
- Une carte processeur L2 α [7] ou L2 β qui tourne les algorithmes de sélection des événements. Ces cartes seront plus amplement décrites par la suite.

Des cartes supplémentaires peuvent être insérées si la conversion des données nécessite un traitement intermédiaire. C'est le cas notamment du chassis "L2CAL" où les données du L1 arrivent par fibre optique. La carte FIC ("Fiber Input Converter") transforme ces signaux optiques GLink en signaux électriques HotLink, avant de les envoyer à la MBT. Le préprocesseur "L2MUON" nécessite des cartes SLICs ("Second Level Input Computers") pour combiner les segments de traces provenant de petites

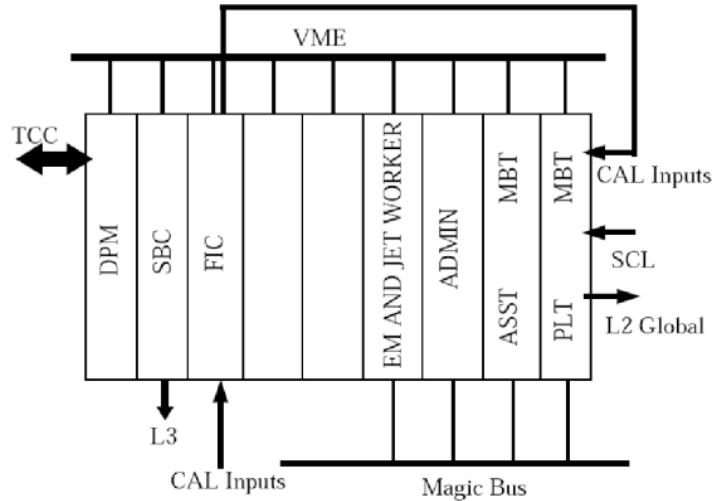


FIG. 1.2 – Schéma du châssis "L2CAL". Les deux cartes processeurs (L2 α ou L2 β) sont celles appelées "EM and Jet Worker" et "Admin" sur ce schéma.

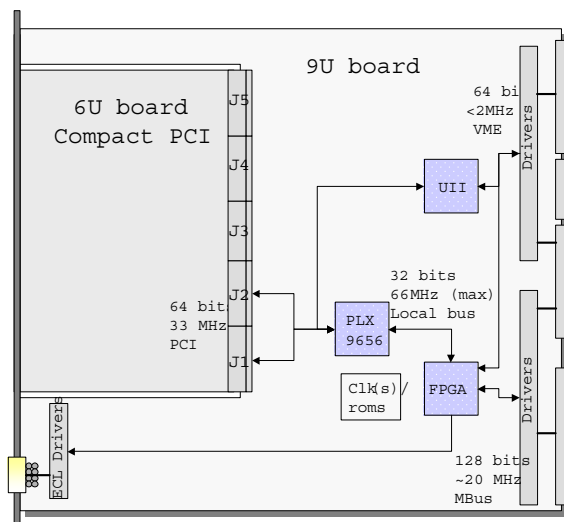
régions du spectromètre à muon. Le Schéma de la figure 1.2 montre également la possibilité d'utiliser deux cartes processeurs pour le traitement des événements : une carte "administrateur" qui gère le traitement des événements, et une ou plusieurs cartes "worker" qui tournent différents types d'algorithmes. Dans le cas du châssis "L2CAL", la conception initiale prévoyait 3 cartes "worker", chacune s'occupant de la reconstruction, soit des jets, soit des électrons, soit de l'énergie transverse manquante. Ce mode d'opération appelé "multi-worker" n'a cependant jamais été utilisé à cause des problèmes exposés ci-dessous.

Les cartes processeurs L2 α [7] ont été développées conjointement par CDF et DØ. Leur conception était basée sur une carte PC164 vendue par Digital Semiconductor. Chaque carte contenait un processeur Digital 500MHz 21164 et différents composants pour effectuer les interfaces entre un bus PCI ("Peripheral Component Interconnect") 64-bit opérant à 33MHz et les bus VME et MBus du châssis. La production de ces cartes a rencontré de nombreux problèmes qui ont fortement limité le mode de fonctionnement des châssis L2 et le système de déclenchement L2 en général. Les deux problèmes majeurs tenaient à l'impossibilité de faire communiquer deux cartes L2 α via le MBus, et à une grande instabilité. Quelques cartes ont cependant été opérationnelles, ce qui a permis de faire fonctionner le niveau 2 du système de déclenchement jusqu'en 2003. Le logiciel de niveau 2 a quant à lui été adapté pour qu'une seule carte L2 α joue à la fois le rôle de "worker" et d'"administrateur" dans un châssis. L'absence de carte de remplacement et la nécessité d'une plus grande capacité de calcul en prévision de hautes luminosités instantanées ont néanmoins conduit à la construction de nouvelles cartes processeurs plus fiables appelées L2 β .

1.2 Conception, construction et tests de la carte L2 β

En 2001, des ingénieurs du LAL ont commencé à travailler sur un modèle de carte processeur pour le L2 de DØ. Le cahier des charges pour la conception des cartes L2 β était le suivant :

- fournir le plus rapidement possible pour le Run IIa de nouvelles cartes processeurs afin de remplacer les cartes L2 α défectueuses ;
- une compatibilité complète des cartes L2 β avec le système L2 existant ;
- fournir une carte processeur avec des performances accrues par rapport aux L2 α , afin d'augmenter la capacité de calcul de certains châssis L2 à haute luminosité instantanée ;
- développer une plateforme dont les performances pourraient encore être augmentées pour le

FIG. 1.3 – Schéma de la carte L2 β .

Run IIb.

La conception d'une carte processeur monolithique comme les L2 α est un processus long et compliqué. Après un long cycle de validation de prototypes, les composants deviennent souvent obsolètes avant même le lancement de la production de la série. Ce dernier point limite fortement la possibilité d'augmentation de la capacité de calcul à long terme sur ce type de cartes.

La carte L2 β a donc été conçue en tirant avantage de composants industriels permettant un design modulaire ainsi que la possibilité d'évolutions à long terme. La figure 1.3 montre le schéma de conception de cette carte. Les parties entrées/sorties et processeur ont été entièrement découplées en faisant le choix d'une SBC compact PCI (cPCI) au format 6U venant s'insérer dans la carte 9U. Cette SBC donne accès à un bus PCI 64 bit fonctionnant à 33 MHz, et peut contenir un ou deux processeurs Pentium. Toutes les fonctionnalités d'une carte mère d'ordinateur standard sont également disponibles : raccordement à un disque dur EIDE-ATA 33 au format 2"5 situé sur la carte 9U, raccordement à un écran par un port VGA ("Video Graphics Array"), carte ethernet, et des ports série, USB, PS/2. La carte au format 9U contient le reste des fonctionnalités. Le raccordement entre le bus PCI et le bus VME est effectué par un BGA ("Ball Grid Array") Universe II Tundra. L'interface bi-directionnelle PCI/MBus est faite en deux étapes. Tout d'abord, un BGA PLX 9656 effectue l'interface entre le bus PCI et un bus local 32 bit à 66 MHz, dont le protocole est beaucoup plus simple que celui du PCI. Ensuite, un FPGA ("Field Programmable Gate Array") Xilinx XCV405E est programmé pour effectuer l'interface local bus/MBus. Ce FPGA possède 70 KBytes de RAM (en plus de 10000 portes logiques) permettant notamment la mise en oeuvre de FIFO et de translateur d'adresse.

Pour le Run IIa, deux SBC ont été utilisées. La première est la MIC-3385 cPCI fabriquée par Advantech. Elle accepte deux processeurs Pentium III jusqu'à 850 MHz. Cette carte dont la puissance de calcul est environ deux fois supérieure au processeur de la carte L2 α , a été utilisée pendant la majeure partie du développement et des tests des cartes L2 β . La figure 1.4 montre une photographie de cette carte insérée dans la carte 9U. Le modèle MIC-3389 est devenu disponible à la fin de la campagne de tests. C'est finalement cette dernière, fonctionnant avec deux processeurs PIII 1 GHz, qui a été choisie pour l'installation finale des cartes L2 β dans le système de déclenchement pour le Run IIa.

La conception des cartes 9U a été réalisée par le service électronique du LAL ; la production des circuits imprimés (PCB) et l'assemblage des composants par deux entreprises françaises : TECHCI et THALES. La figure 1.5 montre une photographie avant assemblage des composants. On ne pose habituellement pas de tels BGAs sur une carte aussi grande. On remarquera donc le travail de mécanique et les barres en aluminium qui rigidifient la carte, surtout dans la région des 3 BGAs. Le PCB de la carte 9U possède 10 couches de lignes de signal. On voit sur la figure 1.6 la densité importante de

points dans la région des 3 BGAs. Finalement, la figure 1.7 montre une photographie de la carte L2 β entièrement assemblée.

Le système d'exploitation installé sur la SBC est Linux. Les BGAs Universe II et PLX 9656 sont vus comme des composants PCI standards et permettent d'accéder la mémoire de la SBC. Le software L2 est écrit en langage C++, qui permet de séparer distinctement les logiciels de haut niveau (les algorithmes de reconstruction pour le filtrage des événements) et les pilotes permettant de contrôler les BGAs et par conséquent, les transferts de données bi-directionnels entre la mémoire de la SBC et les bus VME et MBus du châssis. Le BGA Universe II est un composant commercial spécifiquement conçu pour l'interface PCI/VME. L'interface PCI/MBus est plus complexe, puisque l'accès au MBus se fait via le PLX 9656 et le FPGA Xilinx. En résumé, la carte 9U a donc plusieurs fonctions :

- Une interface PCI/MBus, via le PLX 9656 et le FPGA Xilinx ; la programmation (“firmware”) de ce dernier étant réalisée en langage verilog. Les fonctionnalités nécessaires pour le traitement des événements sont brièvement décrites ci-dessous. La documentation complète du firmware est disponible en [8] ;
- Une interface PCI/VME réalisée par le Universe II ;
- Diverses fonctions de contrôle et de communication avec le système d'acquisition via un connecteur situé sur la face avant de la carte L2 β ;
- La transmission de l'alimentation provenant du châssis aux BGAs et à la SBC.

Le firmware du FPGA Xilinx a été écrit et testé dès la réception des premiers prototypes de carte L2 β . Une attention toute particulière a été portée sur la simulation de ce firmware, qui permet une pré-validation des performances du FPGA avant tout test en condition réelle. La première fonction mise en oeuvre dans le FPGA est l'interface Local bus/MBus qui permet d'effectuer des transactions PIO (“Programmed Input Output”) de lecture et d'écriture en étant maître ou esclave du MBus. Cette partie nécessite également un translateur d'adresse MBus-local bus. Cette fonction est utilisée par la SBC pour avertir la MBT de la fin du traitement d'un événement et pour l'échange d'information entre les cartes “worker” et “administrator” d'un même châssis. La deuxième fonction concerne les transactions de “broadcast” par DMA (“Direct Memory Access”). Le mode de fonctionnement d'un châssis L2 est le suivant : lorsque la MBT reçoit un événement, elle l'envoie via le MBus à tous les “workers” du châssis, d'où l'appellation “broadcast”. Cette opération se fait par DMA qui, comme son nom l'indique, envoie directement les événements dans la mémoire de la SBC. Comme mentionné précédemment, 16 événements au maximum peuvent être en attente d'une décision du L2. La MBT est donc configurée à chaque événement pour envoyer ses sources à une adresse précise dans la mémoire de la SBC. Ce transfert se fait via des FIFOs dans le FPGA Xilinx. Enfin, les dernières fonctions du Xilinx sont un système de messageries pour surveiller son fonctionnement et des signaux de contrôle du MBus envoyés au système d'acquisition pour surveiller le fonctionnement des châssis L2.

Deux premiers prototypes ont été livrés en février 2002. Malgré quelques défauts liés à la fabrication d'un premier prototype, la plus grande partie des fonctionnalités étaient disponibles afin de permettre le développement du firmware du FPGA Xilinx. La première communication entre deux cartes L2 β via le MBus, qui n'avait jamais pu être obtenue avec les cartes L2 α , a été rapidement effectuée (voir figure 1.8). Deux cartes pré-série ont été livrées en juillet 2002. Une importante campagne de tests a alors commencé sur les bancs de tests du LAL, de l'université de Virginie, de l'université de Maryland pour la faire fonctionner avec la carte MBT et enfin sur le banc de tests L2 à Fermilab. Ce dernier possède la particularité de recevoir les vraies données du système de déclenchement sans perturber la prise de données de DØ. Les cartes ont donc pu être testées dans la configuration réelle d'un châssis préprocesseur bien avant leur installation définitive. La production de la série de 40 cartes a été lancée en janvier 2003. Des programmes de tests ont été développés pour vérifier systématiquement le bon fonctionnement de chaque carte au LAL avant leur expédition à Fermilab [9].

1.3 Mise en service et conclusion

Les cartes L2 β ont remplacé définitivement toutes les cartes L2 α en décembre 2003. Grâce aux travaux importants réalisés en amont, l'installation des cartes n'a demandé que quelques heures de travail. En effet, du fait de la compatibilité complète avec le L2 et les cartes L2 α , la mise en service



FIG. 1.4 – Photographie de la SBC MIC-3385 Advantech insérée dans la carte L2 β .

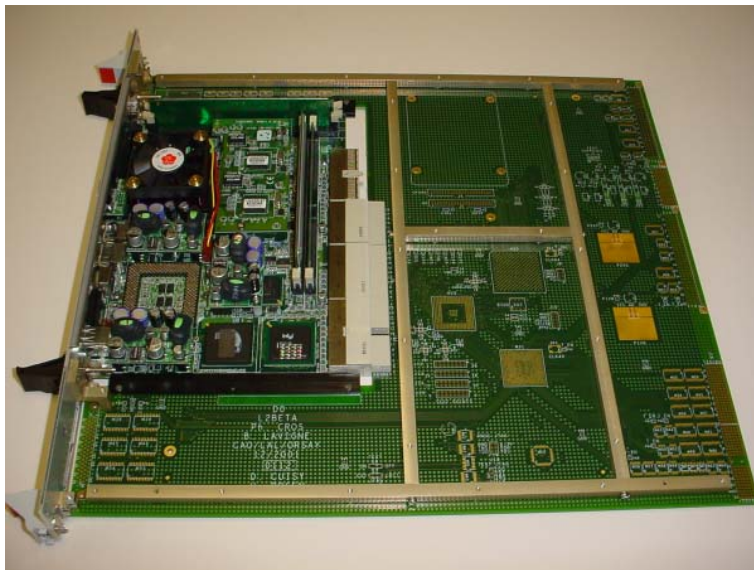


FIG. 1.5 – Photographie de la carte L2 β avant la pose des composants, avec la SBC insérée.

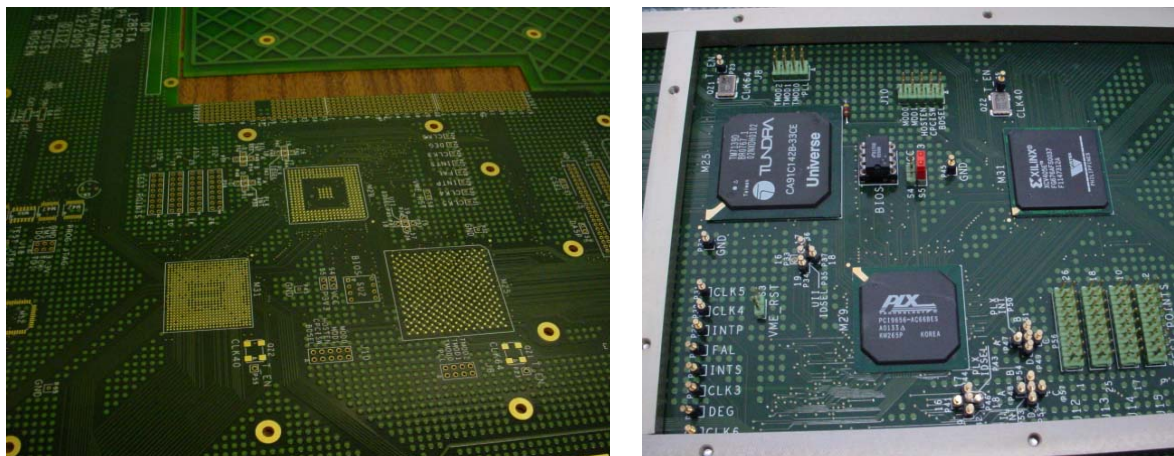


FIG. 1.6 – Photographie de la carte $L2\beta$: zoom sur la région des trois BGAs, avant et après la pose des composants.



FIG. 1.7 – Photographie de la carte $L2\beta$.

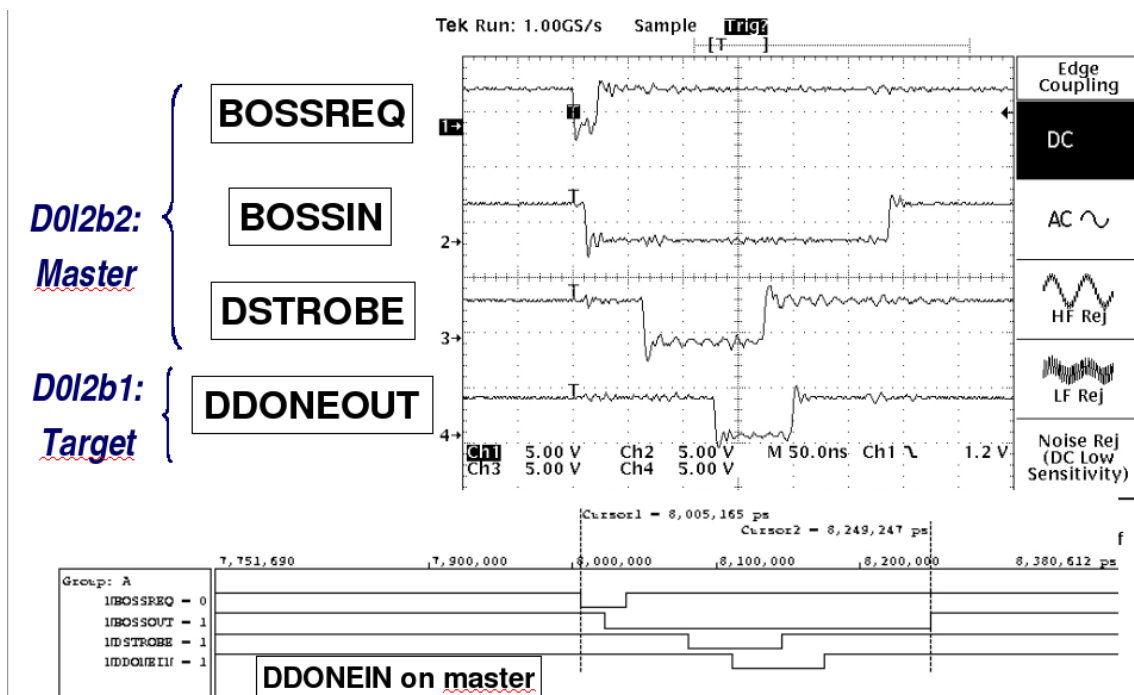


FIG. 1.8 – (haut) Visualisation à l’oscilloscope du protocole d’une transaction PIO entre 2 cartes L2 β via le MBus. La carte maître demande le contrôle du MBus (BOSSREQ), et l’obtient (BOSSIN), le transfert de données s’effectue pendant l’assertion de DSTROBE. Lorsque la transaction est terminée, le signal DDONE est levé. (bas) Visualisation de la simulation de cette même transaction.

des cartes a essentiellement consisté à vérifier que tout fonctionnait parfaitement. Les performances des cartes L2 β sont finalement très supérieures à l’objectif initial. Testées avec des événements vides ne nécessitant aucun traitement de reconstruction, les cartes L2 β acceptent un taux d’événements de 20 kHz, alors que le but initial était de 10 kHz. La limitation du taux d’entrée du niveau 2 est donc complètement dominée par le temps de lecture du SMT et pas par le système de trigger L2 lui-même. Enfin, l’installation des cartes L2 β a complètement stabilisé le fonctionnement du niveau 2 du système de déclenchement de DØ.

Depuis le démarrage du Run IIb en juin 2006, les pics de luminosités instantanées du Tevatron ont doublé par rapport au Run IIa, passant d’environ $150 \times 10^{30} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$ à $300 \times 10^{30} \text{cm}^2 \text{s}^{-1}$. Une amélioration de la capacité de calcul des cartes L2 β a donc été effectuée en 2006 [10]. Le choix initial d’une carte “kangourou” dans laquelle on insère une SBC cPCI achetée dans le commerce a grandement facilité cette procédure. De nouvelles cartes SBC avec des processeurs plus puissants ont été achetées. Le choix s’est porté sur une SBC Adlink 6820 qui contient deux processeurs Pentium IV à 2.4 GHz. De petites modifications ont cependant été requises sur la connectique du disque dur, l’alimentation de la SBC, et la mise à la masse d’une ligne PCI due à l’évolution de la norme cPCI depuis 2003. Mais ces modifications mineures ont été réalisées rapidement et sans aucune difficulté. L’augmentation de la capacité de calcul a permis de suivre la montée en luminosité instantanée du Tevatron au Run IIb. De plus, il est désormais certain que le taux d’événements en entrée du L2 ne dépassera jamais 2 kHz. Le temps de calcul maximum des chassis préprocesseurs L2 est d’environ 500 μs , ce qui est très supérieur aux 100 μs prévues en 1996. Le mode de fonctionnement avec plusieurs cartes L2 β par chassis n’est donc plus indispensable.

Chapitre 2

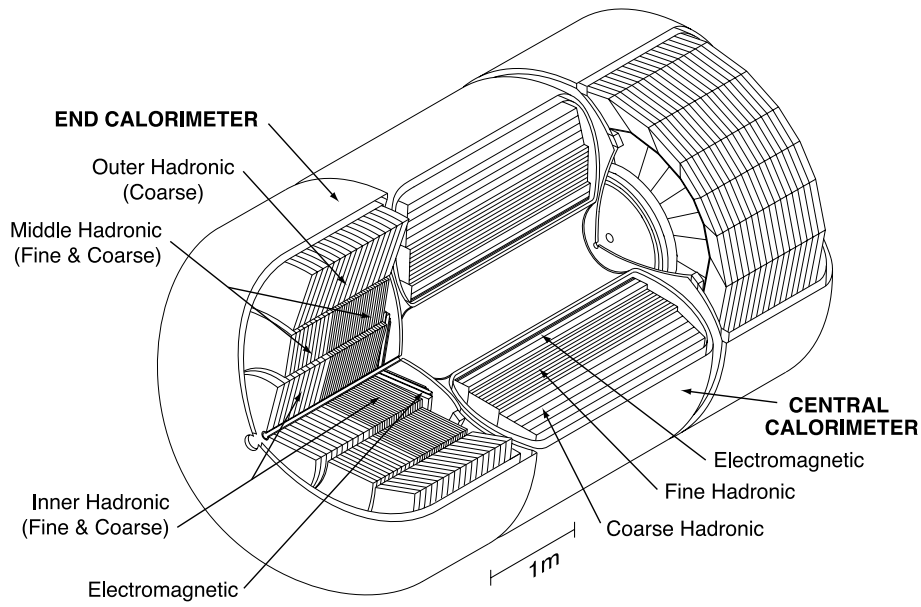
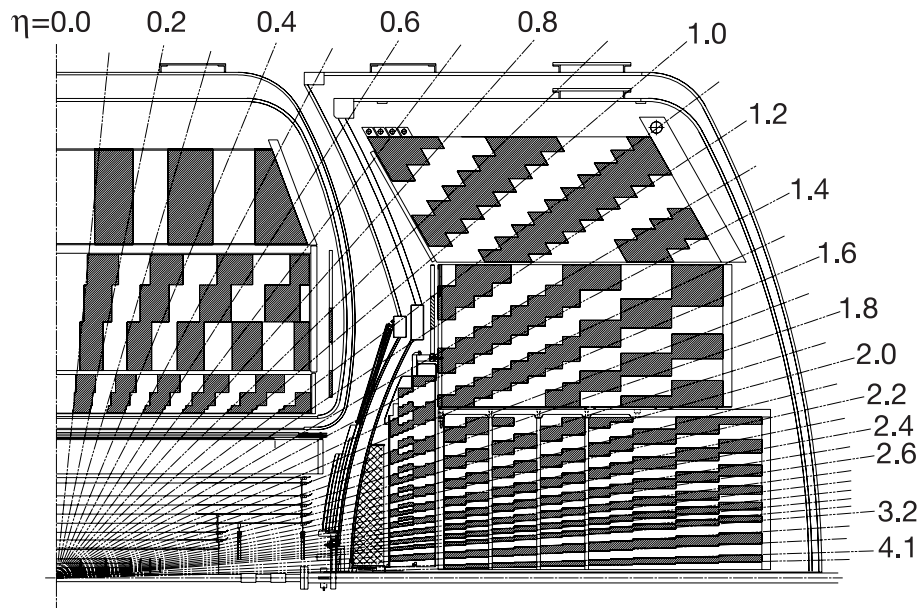
Reconstruction de l'énergie transverse manquante dans DØ

L'énergie transverse manquante (E_T) est une quantité essentielle dans les analyses de données des collisionneurs de hadrons. Elle est directement utilisée dans les mesures de précision comme celles de la masse du boson W et du quark top, mais aussi dans les recherches de nouvelles particules, où une grande énergie transverse manquante signerait par exemple la présence de la particule supersymétrique la plus légère. Ce chapitre donne un aperçu de mes activités dans DØ de co-responsable du groupe “Missing E_T ” de 2003 à 2006, et de co-responsable du groupe “CALorimeter alGORithms” de 2005 à 2007. Une attention particulière a été portée sur la compréhension de l'énergie transverse manquante car c'est l'ingrédient principal pour la recherche de squarks et de gluinos décrite dans le chapitre 3.

Des changements importants ont été effectués entre le Run I et le Run II sur l'électronique de lecture du calorimètre et sur les autres détecteurs situés entre le point d'interaction et le calorimètre. Ce chapitre commence donc par la description de ce détecteur et du traitement de ses données. La reconstruction du flux d'énergie et de l'énergie transverse manquante est effectuée uniquement avec le calorimètre (et les muons mesurés). La reconstruction de l'énergie transverse manquante ainsi que les corrections apportées à cette quantité pour retrouver la bonne échelle d'énergie sont donc détaillées. L'utilisation de l'énergie transverse manquante dans le contrôle de la qualité des données est rapidement décrite. Enfin, les performances de la mesure de l'énergie transverse manquante pour des croisements de faisceaux aléatoires, pour des événements de biais minimum et pour des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ sont présentées.

2.1 Le calorimètre de DØ

Le calorimètre de DØ [11, 12] est un calorimètre à échantillonnage. Il a été construit au milieu des années 1980 pour le Run I du Tevatron et n'a pas été modifié pour le Run II. Son électronique de lecture a par contre été entièrement refaite pour tenir compte d'une période de croisement des paquets de protons et d'anti-protons de 396 ns (au lieu de $3,5 \mu s$ au Run I). La figure 2.1 montre un schéma de ce calorimètre et de ses trois cryostats : la partie centrale (CC) et les bouchons nord (ECN) et sud (ECS). DØ utilise un système de coordonnées cylindriques. L'axe z correspond à la direction des faisceaux ; le sens positif étant défini par la direction des protons. La pseudo-rapacité η est définie à partir de l'angle polaire θ comme $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$. L'angle azimuthal ϕ est quant à lui défini par rapport à l'axe x horizontal pointant vers le centre de l'anneau. Le centre de ce référentiel est celui du CFT. Du fait de la taille longitudinale des paquets de protons et d'anti-protons du Tevatron, la position z de la zone d'interaction suit une distribution gaussienne centrée en 0 et de largeur ~ 23 cm. On distinguera donc par la suite la pseudo-rapacité η calculée par rapport à la position z du vertex primaire, de la pseudo-rapacité η_{det} calculée par rapport au centre du détecteur. Comme le montre la figure 2.2, le calorimètre central couvre l'acceptance $|\eta_{\text{det}}| < 1,1$, et les bouchons nord et sud $1,1 < |\eta_{\text{det}}| < 4$ (ECN étant situé à $\eta_{\text{det}} < 0$).


 FIG. 2.1 – Vue isométrique du calorimètre de $D\phi$ et de ses trois cryostats.

 FIG. 2.2 – Schéma en coupe du calorimètre de $D\phi$ montrant la disposition en tours pseudo-projectives des cellules.

Chaque cryostat comprend une partie électromagnétique (EM), hadronique fine (FH) et hadronique plus grossière (CH). L'unité de base du calorimètre est la cellule qui est constituée d'une plaque d'absorbeur en uranium appauvri (ou d'acier ou de cuivre dans les derniers compartiments hadroniques) dont l'épaisseur varie dans les différentes régions. Entre deux plaques se trouve l'électrode baignant dans de l'argon liquide utilisé comme milieu actif. L'électrode est située à égale distance, 2,3 mm, de deux plaques d'absorbeur. Le temps de dérive des électrons sur cette distance est de 450 ns dans un champ électrique de 10kV/cm. La figure 2.3 montre un schéma d'une cellule. Hormis dans la région inter-cryostat (ICR), les modules électromagnétiques sont constitués de 4 couches successives appelées EM1, EM2, EM3 et EM4. Le calorimètre hadronique est constitué de 3 couches fines dans le CC (4 dans les EC) appelées FH1, FH2, FH3 et d'une couche CH. La taille standard d'une cellule est de $0,1 \times 0,1$ en $\eta \times \phi$. La granularité est cependant quadruplée, $0,05 \times 0,05$, pour les cellules de la couche EM3 (avec $|\eta_{\text{det}}| < 2.6$) qui correspondaient, au Run I, à la profondeur à laquelle une gerbe électromagnétique atteignait son maximum. A $|\eta_{\text{det}}| > 3.2$, la segmentation est au contraire plus grande : $0,2 \times 0,2$. L'herméticité du calorimètre joue un rôle important dans la mesure de l'énergie transverse manquante. Afin d'améliorer celle-ci, les zones entre le cryostat central et les cryostats bouchons sont équipées de deux détecteurs couvrant des régions complémentaires en η_{det} . L'ICD ("Inter-Cryostat Detector") est installé sur les parois internes des cryostats EC et couvre la région $1.1 < |\eta_{\text{det}}| < 1.4$. Il est constitué de scintillateurs plastiques de forme trapézoïdale reliés à des photo-multiplicateurs. Deux couches de cellules sans absorbeurs appelées "Massless Gap" (MG), sont également installées dans cette région juste derrière les parois des cryostats CC et EC.

Comme le montre la figure 2.2, le calorimètre est organisé en tours pseudo-projectives pointant vers le centre du calorimètre.

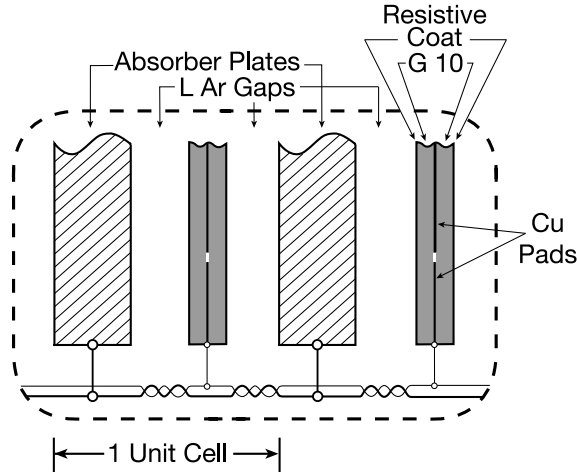


FIG. 2.3 – Schéma d'une cellule du calorimètre montrant la disposition de l'électrode entre deux plaques d'absorbeur, le tout baignant dans de l'argon liquide.

La figure 2.4 montre un schéma de l'électronique du Run II du calorimètre. A la sortie du cryostat, les signaux des ~ 48000 cellules passent par des préamplificateurs de charge avant d'arriver à une carte BLS ("Base Line Subtractor"). Cette carte a plusieurs fonctions. Le signal est tout d'abord échantillonné toutes les 132 ns par un "formeur" bi-gain ($\times 1$ ou $\times 8$) et le résultat est stocké une première fois dans un SCA ("Switch Capacitor Array") en attendant la décision de niveau 1 du système de déclenchement. En cas de décision positive, le signal enregistré 3×132 ns plus tôt est soustrait afin de supprimer la ligne de base. Après un nouveau stockage dans un SCA pour attendre la décision de niveau 2, le signal est numérisé dans des ADC. Le chemin du signal décrit ci-dessus sera appelé "de précision". On remarque en effet sur la figure 2.4 qu'avant d'entrer dans le "formeur", la carte BLS somme les signaux par tour de $0,2 \times 0,2$ en $\eta \times \phi$ avant de les envoyer au système de déclenchement de niveau 1 qui n'utilise donc que le gain 1. On dénombre 1280 tours électromagnétique et 1280 tours hadroniques pour les décisions de niveau 1 et 2.

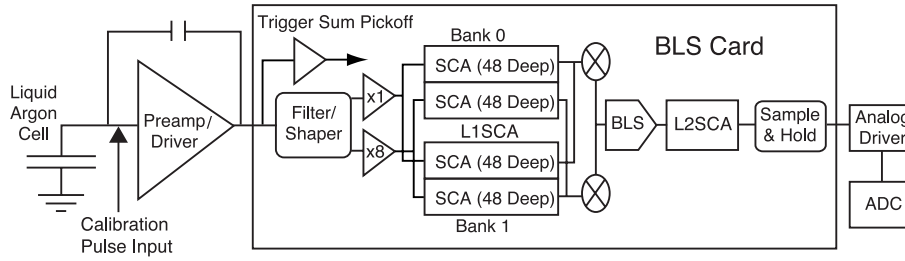


FIG. 2.4 – Schéma de l'électronique de lecture du calorimètre.

Le piédestal de chaque voie de lecture est mesuré lorsqu'aucun faisceau ne circule dans le Tevatron. La largeur σ de la fluctuation gaussienne du piédestal est utilisée comme mesure du bruit électronique. Cette largeur varie entre 2 et 25 coups ADC, ce qui correspond à des énergies de l'ordre de 10 MeV pour la partie EM et jusqu'à 300 MeV pour la partie CH. Ces piédestaux sont soustraits du signal mesuré. Lorsque le signal d'une cellule est inférieur à la valeur du piédestal, l'énergie est ainsi artificiellement négative. La suppression de zéro consiste à éliminer les cellules dont le signal est inférieure à une certaine valeur en nombre de σ . La coupure en-ligne est de $1,5\sigma$, et hors-ligne, un algorithme de suppression de zéro plus sophistiqué est utilisé [13]. Cet algorithme CAL_T42 est très similaire à celui utilisé par l'expérience H1 et supprime les cellules dont le signal est inférieur à 4σ si aucune cellule voisine n'a un signal supérieur à $2,5\sigma$. Toutes les cellules d'énergie négative sont également rejetées par CAL_T42. Cet algorithme n'est pas utilisé au niveau du système de déclenchement. D'une part, les signaux des cellules sont sommés par tours de $0,2 \times 0,2$ pour le L1 et L2 bien avant qu'un tel algorithme puisse être appliqué. D'autre part, il est trop lent pour tourner au L3. Des décharges spontanées au niveau d'une cellule isolée peuvent également produire une énergie importante. L'algorithme NADA [14] recherche ces cellules "chaudes" en les identifiant par l'énergie déposées dans les cellules voisines.

L'étalonnage du calorimètre se fait en deux parties. La première concerne uniquement l'électronique [15]. Elle consiste à injecter un courant bien connu à l'entrée des préamplificateurs et de mesurer la correspondance en coups ADC. La réponse est linéaire en fonction du courant injecté sauf à faible valeur de courant. Une forme analytique de cette réponse est donc utilisée au moment de la reconstruction des énergies déposées dans le calorimètre. La deuxième partie de l'étalonnage est effectué hors-ligne. La procédure est la même pour les parties électromagnétique et hadronique et est effectuée en deux étapes [16]. Comme les faisceaux de protons et d'anti-protons du Tevatron sont non polarisés, le flux d'énergie est uniforme en ϕ . La première étape consiste donc à uniformiser le calorimètre en ϕ en utilisant des données enregistrées par $D\bar{O}$ avec des conditions de déclenchements très particulières pour la partie électromagnétique [17] et hadronique [18]. La deuxième étape est l'étalonnage en η pour prendre en compte les degrés de liberté restants et pour déterminer l'échelle d'énergie [17]. Les événements $Z \rightarrow e^+e^-$ sont utilisés pour la partie électromagnétique et des événements QCD pour la partie hadronique.

Les modifications en temps de réponse de l'électronique apportées au Run II ont détérioré les performances du calorimètre par rapport au Run I [11]. Le temps d'intégration de la charge est passé de $\sim 2\mu\text{s}$ à $\sim 260\text{ns}$. Au Run I, le temps d'intégration était supérieur d'un facteur 5 au temps total de collection de la charge sur les électrodes, tandis qu'au Run II, le temps d'intégration est d'un facteur 2 inférieur à ce temps de collection. Par conséquent, toute déformation mécanique impliquant un temps total de collection différent a un effet non négligeable au Run II. De plus, la réduction du temps d'intégration ne permet pas de collecter complètement la charge due aux interactions de neutrons. Cela a un effet évident sur la linéarité et la résolution de la réponse aux hadrons [19]. Enfin, la quantité de matière située entre la zone d'interaction et le calorimètre a fortement augmenté du fait de l'ajout des détecteurs de particules chargées (CFT et SMT), du solénoïde, et des détecteurs de pied de gerbe. En incluant les parois du cryostat, cette quantité de matière est d'au moins $3,7 X_0$ et dépend fortement

de l'angle d'incidence des particules. Notre détecteur possède toutefois un calorimètre hermétique ce qui est un facteur important pour la reconstruction de l'énergie transverse manquante. La réponse du calorimètre pour un pion chargé et un électron simulés est montrée sur la figure 2.5 en fonction de l'énergie engendrée de ces particules [20]. Des corrections d'échelles d'énergie pour les jets et les électrons sont nécessaires et sont effectuées au niveau des programmes d'analyse. La propagation de ces corrections à l'énergie transverse manquante sera donc d'importance.

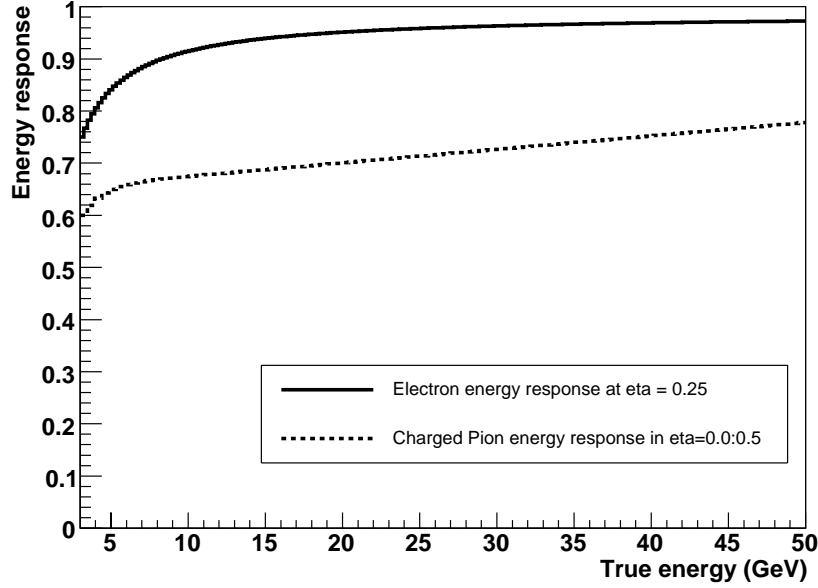


FIG. 2.5 – Réponse du calorimètre pour des pion et des électrons isolés en fonction de l'énergie engendrée [20].

2.2 Reconstruction de l'énergie transverse manquante

2.2.1 Définition(s) de l'énergie transverse manquante

De manière générale, l'énergie transverse manquante est définie à partir de l'énergie et de la position des n objets reconstruits dans le détecteur comme

$$\cancel{E}_x = - \sum_{i=1}^n E_i \sin \vartheta_i \cos \varphi_i , \quad (2.1)$$

$$\cancel{E}_y = - \sum_{i=1}^n E_i \sin \vartheta_i \sin \varphi_i , \quad (2.2)$$

$$\cancel{E}_T = \sqrt{\cancel{E}_x^2 + \cancel{E}_y^2} , \quad (2.3)$$

et l'énergie transverse scalaire comme

$$S_T = \sum_{i=1}^n E_{Ti} . \quad (2.4)$$

Ces objets peuvent être les particules issues d'un algorithme de reconstruction du flux d'énergie qui combine les informations du trajectomètre et du calorimètre. Dans le cas de $D\bar{O}$, l'énergie transverse

manquante est calculée à partir de toutes les cellules du calorimètre en utilisant la position du vertex primaire d'interaction pour la détermination des positions ϑ et φ . Ce calcul peut également être effectué en utilisant les tours du calorimètre, en imposant des coupures d'acceptance angulaire ou en énergie, en excluant une partie du calorimètre, en utilisant le centre du détecteur plutôt que la position du vertex primaire... Il existe donc de nombreuses définitions de \cancel{E}_T selon le niveau où elle est calculée, et selon son utilité.

Un premier exemple est la définition de \cancel{E}_T pour le système de déclenchement **L1CAL** du Run IIb [21]. Pour calculer l'énergie transverse manquante qui est utilisée dans la décision de niveau 1 (\cancel{E}_T^{L1}), ce système a accès aux 2×1280 tours électromagnétiques et hadroniques L1 et ne connaît pas la position du vertex primaire de l'interaction. De plus, l'énergie transverse manquante la plus intéressante au L1 est celle qui minimise les taux d'acquisition tout en conservant une grande efficacité pour les processus ayant une source physique de \cancel{E}_T . La figure 2.6 à gauche montre le taux d'acquisition au L1 pour trois coupures sur \cancel{E}_T^{L1} (20, 25, 35 GeV) en fonction de la coupure en nombre de coups ADC¹ sur les tours électromagnétiques et hadroniques utilisées dans le calcul de \cancel{E}_T^{L1} [22]. Les tours dans la région ICR sont par ailleurs exclues de ce calcul. Des taux d'acquisition minimaux apparaissent pour une coupure à 4 ou 6 coups ADC. Le fait d'imposer un seuil sur les tours permet de réduire les sources instrumentales de \cancel{E}_T . Par contre, une coupure trop forte générerait de l'énergie transverse manquante en ne prenant pas en compte une partie de l'énergie des jets. La figure 2.6 à droite montre que l'efficacité de déclenchement d'un signal $hZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ est optimale pour une coupure à 4 sur le nombre de coups ADC. A efficacité constante, le taux d'acquisition est diminué d'un facteur 2 par rapport à un calcul de \cancel{E}_T^{L1} sans aucune coupure sur les tours. Par la suite, pour déterminer correctement la performance d'une coupure en \cancel{E}_T au niveau 1, il convient de calculer \cancel{E}_T à partir de la mesure de précision des cellules du calorimètre en utilisant les mêmes conditions que celles faites au L1 : utilisation du centre du détecteur pour déterminer l'énergie transverse des cellules, regrouper les cellules par tours électromagnétiques et hadroniques de $0,2 \times 0,2$, imposer la coupure à 4 ADC \times 0.25 GeV sur les tours, et exclure celles dans l'ICR. La figure 2.7 montre l'efficacité de déclenchement pour une coupure en \cancel{E}_T^{L1} à 15 GeV en fonction de l'énergie transverse manquante hors-ligne ainsi calculée [23].

Un second exemple est celui de la définition de l'énergie transverse manquante pour la détermination de l'échelle d'énergie des jets (JES). L'algorithme de reconstruction de jets utilisé ici et par la suite est celui appelé "Run II improved legacy cone" [24]. Il est basé sur de simples cônes de rayon $R = 0,5$ dans le plan $\eta \times \phi$, suivie d'une procédure itérative de "split & merge". Les jets sont reconstruits à partir de l'énergie mesurée dans les tours du calorimètre. La formule utilisée par $D\bar{O}$ pour passer de l'énergie du jet mesurée dans le calorimètre (E^{raw}) à celle au niveau particule (E^{JES}) est

$$E^{\text{JES}} = \frac{E^{\text{raw}} - O}{R \times S}, \quad (2.5)$$

où, O , R et S sont les corrections de "l'offset" (le bruit électronique et les interactions additionnelles), de la réponse du calorimètre, et du "showering" (l'énergie déposée par des particules en dehors du cône du jet) [25]. La réponse est déterminée en utilisant la méthode MPF ("Missing E_T Projection Fraction"). Dans des événements γ +jet, l'énergie transverse manquante au niveau des particules doit être nulle :

$$\vec{p}_T^\gamma + \vec{p}_T^{\text{recol}} = \vec{0}, \quad (2.6)$$

où \vec{p}_T^γ est l'impulsion transverse du photon et \vec{p}_T^{recol} , l'impulsion transverse du recul hadronique. Cependant, les réponses du calorimètre au photon (R_γ) et au recul hadronique (R_{recol}) sont différentes. En utilisant les impulsions transverses mesurées du photon et du recul,

$$\vec{p}_T^{\gamma \text{ meas.}} = R_\gamma \times \vec{p}_T^\gamma, \quad (2.7)$$

$$\vec{p}_T^{\text{recol meas.}} = R_{\text{recol}} \times \vec{p}_T^{\text{jet}}, \quad (2.8)$$

on obtient la relation suivant avec l'énergie transverse manquante :

$$\vec{p}_T^{\text{recol meas.}} + \vec{p}_T^{\gamma \text{ meas.}} = -\vec{\cancel{E}}_T. \quad (2.9)$$

¹un coup ADC=0.25 GeV au niveau du système **L1CAL** du Run IIb.

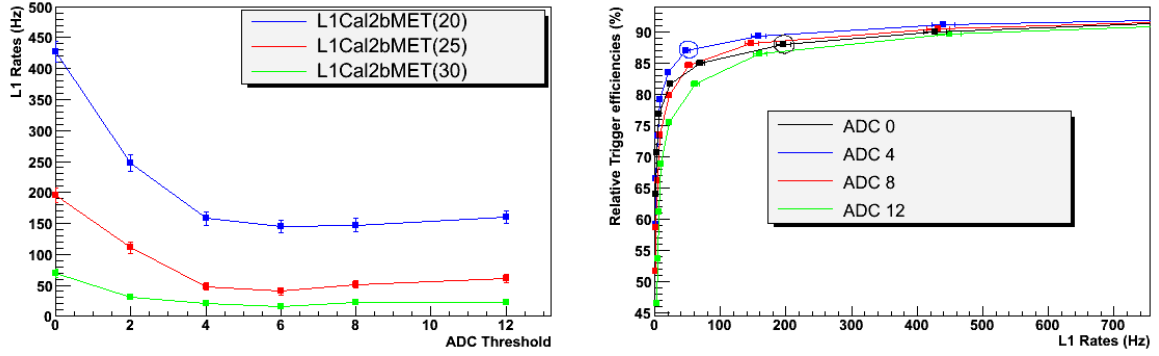


FIG. 2.6 – Taux d'acquisition au L1 en fonction du seuil en ADC sur les tours électromagnétique et hadronique utilisées pour la reconstruction de l'énergie transverse manquante, pour une coupure en \cancel{E}_T à 20, 25 et 30 GeV (à gauche); efficacité de déclenchement sur un signal $hZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ en fonction des coupures en \cancel{E}_T et en coups ADC (à droite); les deux cercles correspondent à une coupure $\cancel{E}_T > 25$ GeV [22].

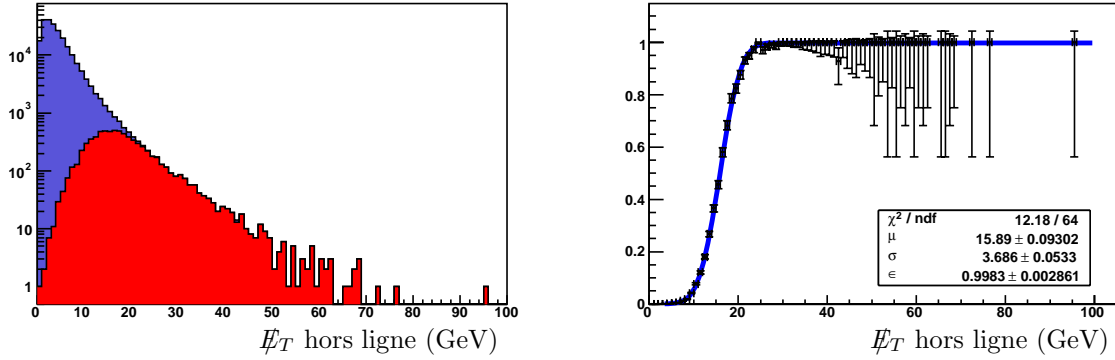


FIG. 2.7 – A gauche : distribution de l'énergie transverse manquante calculée hors-ligne pour des événements déclenchés lors du Run IIb par une condition sur les traces (en bleue), et pour ceux qui ont en plus une énergie transverse manquante au L1 supérieure à 15 GeV (rouge); à droite, rapport entre ces deux histogrammes [23].

Puis, en projetant l'énergie transverse manquante sur la direction du photon dans le plan transverse au faisceau (\vec{n}_T), cette relation devient :

$$\frac{R_{\text{recul}}}{R_\gamma} = 1 + \frac{\vec{\cancel{E}}_T \cdot \vec{n}_T^\gamma}{p_T^\gamma} . \quad (2.10)$$

Dans le cas idéal où le jet correspond exactement au recul hadronique, R_{recul} peut être remplacé par R_{jet} , la réponse du calorimètre au jet, dans la formule précédente. Enfin, si l'échelle d'énergie du photon a été corrigée ($R_\gamma = 1$), et que cette correction a été propagée à l'énergie transverse manquante, on obtient :

$$R_{\text{jet}} = 1 + \frac{\vec{\cancel{E}}_T \cdot \vec{n}_T^\gamma}{p_T^\gamma} . \quad (2.11)$$

La reconstruction de l'énergie transverse manquante dans ces événements γ +jet pour la détermination de R_{jet} doit donc être effectuée à partir de toutes les tours du calorimètre et corrigée uniquement pour l'échelle d'énergie du photon.

2.2.2 Corrections de l'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante utilisée dans les analyses de physique est basée sur \vec{E}_T^{raw} . Cette quantité est calculée à partir de la lecture de précision de toutes les cellules du calorimètre à l'exception de celles du CH, qui survivent aux différents algorithmes de suppression de bruits. Comme il a déjà été mentionné, il est nécessaire de corriger \vec{E}_T^{raw} pour tenir compte des corrections d'échelle d'énergie des objets reconstruits dans le calorimètre, mais également des muons reconstruits dans le spectromètre [26]. L'énergie transverse manquante corrigée, \vec{E}_T^{corr} , est donc définie comme

$$\vec{E}_T^{\text{corr}} = \vec{E}_T^{\text{raw}} + \vec{\delta}_{\text{CH}} + \vec{\delta}_{\text{JES}} + \vec{\delta}_{\text{EM}} + \vec{\delta}_{\mu}. \quad (2.12)$$

Les différentes corrections correspondent à :

- $\vec{\delta}_{\text{CH}}$: les cellules du CH ont été exclues du calcul de \vec{E}_T^{raw} , on réintroduit par cette correction la contribution des cellules du CH qui appartiennent à des jets. Dans cette partie bruyante du calorimètre, seule l'énergie associée à des jets est considérée comme d'origine physique ;
- $\vec{\delta}_{\text{JES}}$: la correction pour tenir compte de l'échelle d'énergie des jets est définie comme la différence entre l'impulsion du jet sans et avec correction de JES. Une subtilité intervient toutefois dans ce calcul. Pour éviter un double comptage entre les corrections d'offset et de showering du jet avec le calcul de \vec{E}_T^{raw} , cette différence est calculée en corrigeant le jet uniquement pour la réponse ;
- $\vec{\delta}_{\text{EM}}$: la correction pour inclure les corrections d'échelle d'énergie des objets électromagnétiques (EM = électrons et photons) correspond à la différence entre l'impulsion brute et corrigée de ces objets ;
- $\vec{\delta}_{\mu}$: pour tenir compte des muons reconstruits dans le spectromètre, l'impulsion de ces particules doit être prise en compte dans le calcul final de \vec{E}_T^{corr} . Une paramétrisation de l'énergie déposée dans le calorimètre par les muons est également utilisée pour éviter un double comptage entre \vec{E}_T^{raw} et $\vec{\delta}_{\mu}$.

La figure 2.8 montre l'échelle d'énergie de l'énergie transverse manquante dans des événements simulés ($Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$) + jets. Cette échelle est définie comme le rapport entre l'énergie transverse manquante et l'impulsion transverse engendrée du Z. Les corrections JES apportées à \vec{E}_T^{corr} permettent de rétablir la bonne échelle d'énergie.

Des procédures d'appariements entre différents types d'objets sont nécessaires pour éviter de corriger \vec{E}_T^{corr} deux fois pour un même objet calorimétrique. Un exemple simple concerne les électrons et les photons qui sont également reconstruits comme des jets. Récemment, la propagation des corrections d'échelle d'énergie des taus a également été mise en place. Cette procédure de correction de l'énergie transverse manquante peut donc dépendre de l'interprétation des événements.

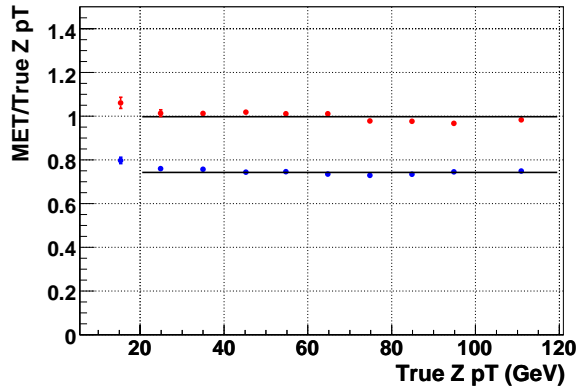


FIG. 2.8 – Echelle d'énergie de l'énergie transverse manquante dans des événements simulés ($Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$) + jets. La courbe du bas correspond à \vec{E}_T^{raw} et la courbe du haut à \vec{E}_T^{corr} .

Une autre quantité importante pour les analyses qui seront décrites dans le chapitre 3 concerne la direction de l'énergie transverse manquante. Cette quantité est utilisée pour rejeter les événements QCD où l'énergie d'un jet a fluctué, générant une énergie transverse manquante dans la direction ou celle opposée de ce jet. Toujours dans des événements simulés ($Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$) + jets, la figure 2.9 montre la résolution sur la mesure de la direction de l'énergie transverse manquante. Elle est définie comme la largeur de l'ajustement gaussien effectué sur la distribution de la différence entre la direction de l'énergie transverse manquante et de celle du Z dans le plan transverse. Dans ce cas particulier où aucun muon n'est présent dans l'état final, les corrections de l'équation 2.12 ont très peu d'influence sur la résolution angulaire de \cancel{E}_T .

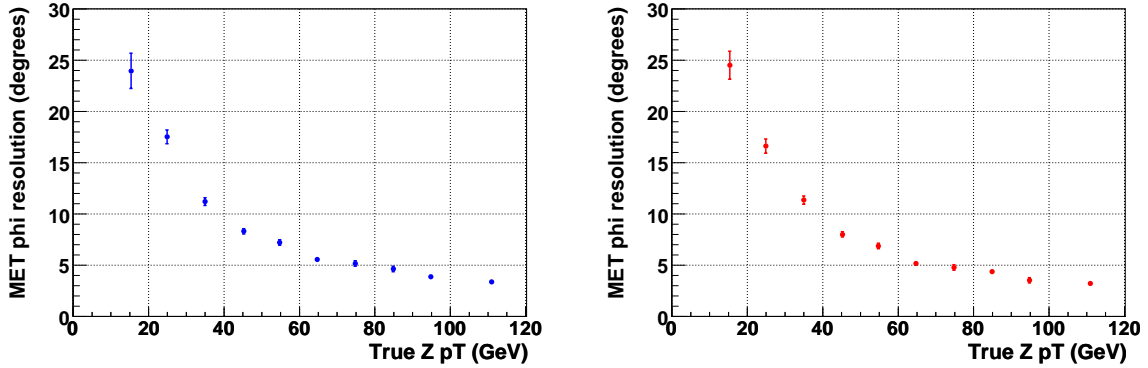


FIG. 2.9 – Résolution sur la direction de l'énergie transverse manquante dans des événements simulés ($Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$) + jets. L'histogramme à gauche correspond à $\cancel{E}_T^{\text{raw}}$ et celui de droite à $\cancel{E}_T^{\text{corr}}$.

2.3 Qualité des données enregistrées

La plupart des problèmes du calorimètre et de son électronique ont tendance à simuler une grande énergie transverse manquante. Cette mesure est donc utilisée pour le contrôle de la qualité des données. Ce contrôle est primordial pour les analyses de recherche de nouvelles physique qui nécessitent une bonne compréhension de la queue de distribution à grande valeur de \cancel{E}_T .

Un outil de contrôle en-ligne des données du calorimètre [27] permet dans un premier temps d'identifier pour chaque run ² les cellules ayant une activité moyenne trop élevée. Les cellules ainsi identifiées sont rejetées au moment de la reconstruction hors-ligne des événements. Si l'activité de ces cellules perturbe trop les taux de déclenchement, elles peuvent être rejetées en-ligne, mais leur information est alors définitivement perdue. La première étape du contrôle de la qualité des données est donc effectuée en salle de contrôle par les "shifters", qui peuvent déclarer un "run" entier mauvais grâce à cet outil. L'exigence est cependant très inférieure à celle requise pour une analyse de physique.

La deuxième partie de ce contrôle est effectuée hors-ligne. Tous les événements reconstruits sur les fermes de calcul sont aussi examinées par un programme qui produit les histogrammes nécessaires au contrôle de tous les détecteurs. Pour le calorimètre, la qualité des données est déterminée par tranche de 1 minute, appelée LBN ("Luminosity Block Number"). Les distributions en énergie transverse manquante, en énergie transverse scalaire, en $\eta \times \phi$ des jets et des clusters électromagnétiques... sont utilisées pour identifier les problèmes potentiels. Les valeurs moyennes de ces histogrammes par LBN permettent en effet de signaler un comportement anormal. Mais contrairement à ce qui était fait au démarrage du Run II, aucune coupure fixe sur ces valeurs moyennes n'est effectuée pour déterminer si les données sont bonnes ou mauvaises. Quand un problème est identifié, la cause est recherchée dans les livres de bord électroniques de la salle de contrôle. Une contribution importante à l'énergie transverse

²Un "store" correspond à l'injection dans le Tevatron des faisceaux de protons et d'anti-protons. Chaque "store" est ensuite découpé en période de temps appelée "run" ayant une durée maximale de 2 à 4 heures selon la luminosité instantanée et si aucun problème ne survient durant la prise de données.

manquante peut venir d'une cellule "chaude" non identifiée ou d'un problème de stabilité des tensions d'alimentation des BLS. Le contrôle systématique nécessite beaucoup de temps, mais permet de bien identifier le début et la fin d'une période problématique lors de la prise de données, i.e. le numéro de LBN du début et de fin d'une période où les données sont mauvaises. Les données dans une mauvaise tranche de LBN sont rejetées dans les analyses de physique. Une cellule "chaude" non identifiée en-ligne peut également, si elle est identifiée hors-ligne, être rejetée lors d'une prochaine re-reconstruction des données. La qualité des données peut donc ainsi être améliorée.

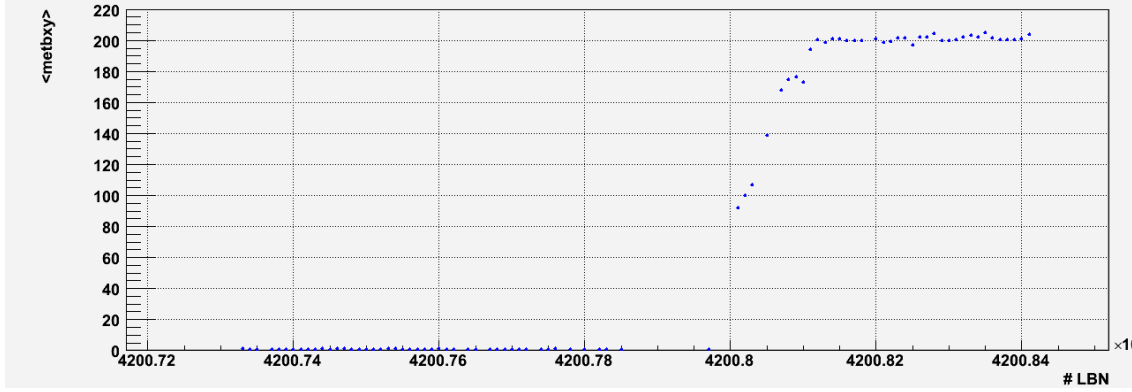


FIG. 2.10 – Distribution de $\sqrt{\langle \cancel{E}_x \rangle^2 + \langle \cancel{E}_y \rangle^2}$ par LBN en fonction du numéro de LBN pour le run 209424.

Cette procédure d'identification des mauvaises données par run et LBN rejette au final 13% des événements enregistrés par $D\bar{O}$ lors du Run IIa. La perte en luminosité intégrée est légèrement inférieure ($\sim 9\%$). La figure 2.10 montre la distribution de $\sqrt{\langle \cancel{E}_x \rangle^2 + \langle \cancel{E}_y \rangle^2}$ par LBN en fonction du numéro de LBN lorsqu'une cellule "chaude" commence à se manifester en milieu d'un run particulier. La procédure par LBN permet de ne rejeter que les données de la deuxième moitié de ce run.

La dernière étape du contrôle de la qualité des données du calorimètre est effectuée événement par événement. Un certain nombre de problèmes a été clairement identifié depuis le début du Run II, comme des bruits extérieurs générant une activité dans une tranche en ϕ du calorimètre. Des algorithmes ont donc été développés [28] pour identifier les événements affectés par ces problèmes et pour les rejeter. Le problème principal reste du bruit cohérent qui affecte 3% des données enregistrées par $D\bar{O}$ dont la source n'est toujours pas identifiée. Certains problèmes sont également très rares et détectés seulement lors de la phase finale d'une analyse de physique. C'est le cas d'un bruit dans le calorimètre dans la tranche en ϕ le long des parois du cryostat central (c.f. figure 2.11).

La figure 2.12 montre la distribution en énergie transverse manquante des événements satisfaisant une condition de déclenchement $\text{Jets} + \cancel{E}_T$ au Run IIa après chacune des étapes du nettoyage des données. La queue de distribution est réduite par presque deux ordres de grandeur pour $\cancel{E}_T > 150 \text{ GeV}$, dans la région où les signaux supersymétriques sont recherchés.

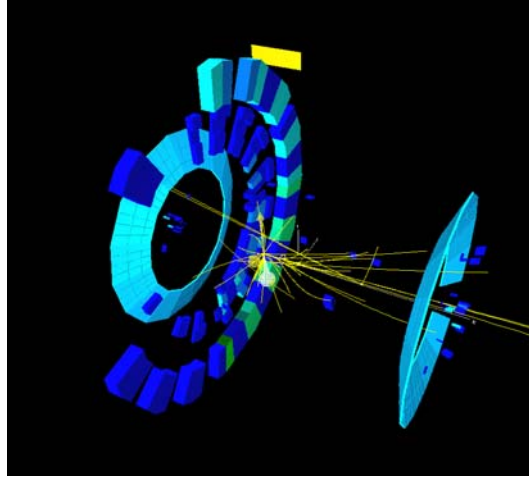


FIG. 2.11 – Visualisation d'un événement bruyant dans la tranche en ϕ le long des parois du cryostat central. Les pavés bleus correspondent aux cellules du calorimètre ayant une énergie supérieure à 500 MeV ; les lignes jaunes, aux traces chargées ; les deux cercles bleus clairs, à l'ICD.

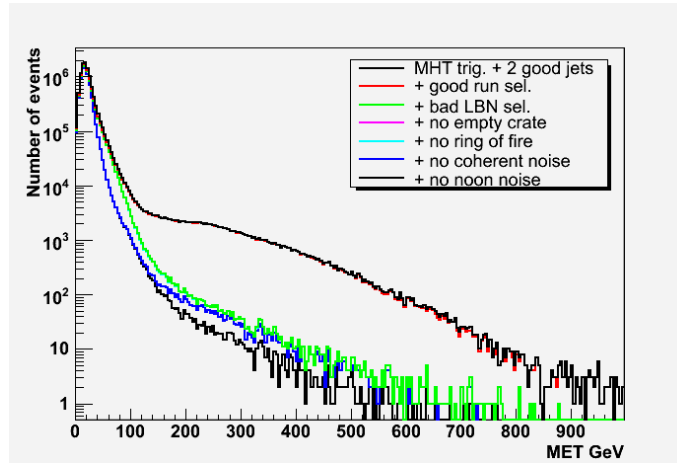


FIG. 2.12 – Distribution de l'énergie transverse manquante des événements $\text{Jets} + \cancel{E}_T$ du Run IIa aux différentes étapes de la procédure de nettoyage des données.

2.4 Performances

2.4.1 Croisements de faisceaux aléatoires et événements de biais minimum

Les événements passant les conditions de déclenchements “zero-bias” et “min-bias” sont utilisés à la fois pour contrôler la qualité de la reconstruction de l'énergie transverse manquante, et pour déterminer les performances du calorimètre. La condition de déclenchement “zero-bias” correspond à un croisement de faisceau sélectionné de manière complètement aléatoire. Celle appelée “min-bias” demande quant à elle une activité suffisante dans le luminomètre de $D\bar{O}$. La figure 2.13 à gauche montre la luminosité instantanée au pic du Tevatron en fonction du temps. La date de séparation entre le Run IIa et le Run IIb est juin 2006. La luminosité instantanée a nettement augmenté au Run IIb, atteignant un record de $293 \times 10^{30} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$. La figure 2.13 à droite montre que le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau est de ~ 10 pour une luminosité instantanée de $300 \times 10^{30} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ au Tevatron avec un intervalle de temps de 396 ns entre les croisements. Initialement, il était prévu que le Tevatron fonctionne pendant le Run IIb avec un intervalle de temps de 132 ns entre deux croisements de faisceaux. Cette modification n'a jamais été réalisée. Par conséquent, ce nombre d'interaction à haute luminosité instantanée au Tevatron est du même ordre de grandeur qu'au LHC.

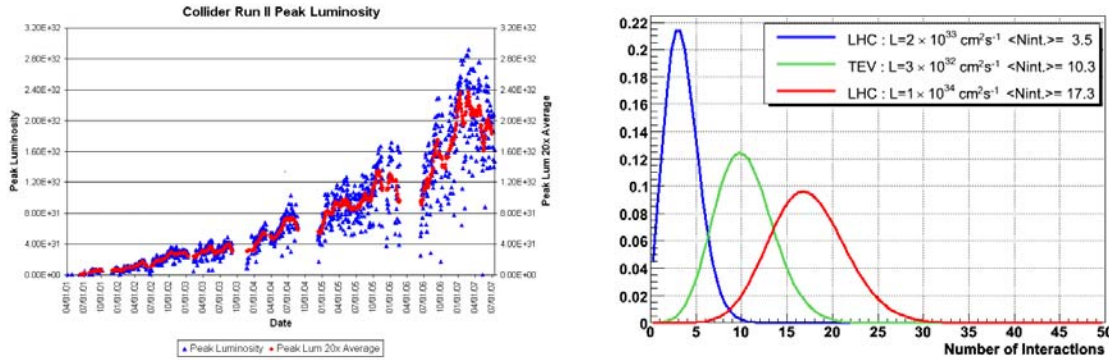


FIG. 2.13 – Luminosité instantanée lors du Run II du Tevatron en fonction du temps (à droite) ; Nombre d'interactions par croisement de faisceaux au Tevatron à haute luminosité instantanée et aux deux phases du LHC (à gauche).

Les données utilisées pour cette étude ont été enregistrées lors du Run IIb. Du fait de la plus haute luminosité instantanée, ces données permettent d'atteindre des énergie transverses scalaires beaucoup plus importantes qu'au Run IIa pour des conditions de déclenchements “zero-bias” et “min-bias”. Les précédentes études en collisionneurs de hadrons ont montré que la résolution de l'énergie transverse manquante pour ce type d'événements est fonction de l'activité globale dans le calorimètre et varie linéairement avec $\sqrt{S_T}$:

$$\sigma(\cancel{E}_{x,y}) = C \times \sqrt{S_T} \text{ GeV}^{1/2}. \quad (2.13)$$

Cette relation correspond à une dépendance stochastique de la résolution. Dans des événements de biais minimum, cette constante C valait 40% pour le calorimètre de UA1 [30], et 47% pour celui de CDF au Run I [31]. La prédiction par simulation Monte Carlo (MC) pour l'expérience CMS [32] est de 60-70% pour cette constante. Quant à l'expérience Atlas, elle prévoit une constante de 46% en restreignant le calcul de \cancel{E}_T à $|\eta_{\text{det}}| < 3$, et de 39% en utilisant l'acceptance totale du calorimètre jusqu'à $|\eta_{\text{det}}| < 5$ [33].

Dans les événements de biais minimum aux grandes valeurs de $\sqrt{S_T}$, de nombreux vertex primaires sont reconstruits correspondant à un nombre important de collisions au même croisement des paquets $p\bar{p}$. Le lot de données est donc séparé en bins de $\sqrt{S_T}$ ($\sqrt{S_T} = [1, 2], [2, 3], \dots, [20, 21] \text{ GeV}^{1/2}$). Pour chaque bin, les largeurs des distributions gaussiennes de \cancel{E}_x et \cancel{E}_y sont utilisées comme une mesure de la

résolution des composantes de \cancel{E}_T . Etant donné que le nombre de jets reconstruits dépend fortement de $\sqrt{S_T}$, les corrections de JES de \cancel{E}_T créeraient des discontinuités importantes, et biaiserait le résultat final. Dans cette étude, l'énergie transverse manquante et l'énergie transverse scalaire calculées à partir de toutes les cellules du calorimètre (y compris celles du CH) sans aucune correction sont donc préférées.

La figure 2.14 à gauche montre la distribution de \cancel{E}_x pour des événements de biais minimum dans le bin $\sqrt{S_T} = [11, 12]$ GeV^{1/2}. Le coeur de la distribution est bien de nature gaussienne, mais une queue apparaît. Comme le montre la figure 2.15, ces queues biaisent l'ajustement et la détermination des résolutions de $\cancel{E}_{x,y}$, particulièrement à grand $\sqrt{S_T}$ où la relation linéaire avec $\sqrt{S_T}$ est brisée. Cette queue provient du choix de la position z du vertex à partir de laquelle l'énergie transverse des cellules est calculée. Le meilleur vertex primaire est sélectionné parmi tous les vertex reconstruits par une méthode probabiliste d'identification de vertex de collisions dures [29]. Dans des événements de biais minimum à grand S_T , l'activité enregistrée par le détecteur correspond à la superposition de plusieurs interactions. Cependant, privilégier le vertex d'une interaction par rapport à un autre n'a aucun sens pour ces événements, d'autant plus que la largeur de la gaussienne correspondant à la zone d'interaction est très grande au Tevatron (~ 23 cm). La figure 2.14 à droite montre la distribution de \cancel{E}_x pour ce même bin, à la différence que l'énergie transverse des cellules entrant dans le calcul de \cancel{E}_T est calculée par rapport au centre (0,0,0) du détecteur. Les queues non gaussiennes sont entièrement supprimées par ce choix. La raison principale est que les événements dans la queue ont une position en z du vertex éloignée du centre du détecteur. La figure 2.16 montre que les résolutions de $\cancel{E}_{x,y}$ sont également bien linéaire avec $\sqrt{S_T}$. La bonne linéarité de cette courbe à grand S_T après avoir fixé le vertex à (0,0,0) s'explique par des raisons de symétrie dans un environnement avec de nombreux vertex. Dans la suite de cette étude, l'énergie transverse manquante sera toujours calculée en utilisant le centre du détecteur.

Avant de décrire la deuxième étape de l'analyse de ces événements de biais minimum, il convient de bien comprendre la structure des faisceaux de protons et d'anti-protons du Tevatron [34]. La fréquence de révolution des faisceaux est de 47,713 kHz, alors que la radio-fréquence d'accélération du Tevatron est de 53,104 MHz. Il y a donc 1113 creux de potentiels RF sur un tour. Un tick est défini comme un groupe de 7 creux de potentiel RF, et on compte 159 ticks sur un tour. Les faisceaux sont chacun organisés en trois super-paquets espacés de 2,6 μ s. Ces super-paquets sont eux-mêmes constitués de 12 paquets de protons ou d'anti-protons, séparés de 396 ns (3 ticks). La figure 2.17 montre un schéma de cette

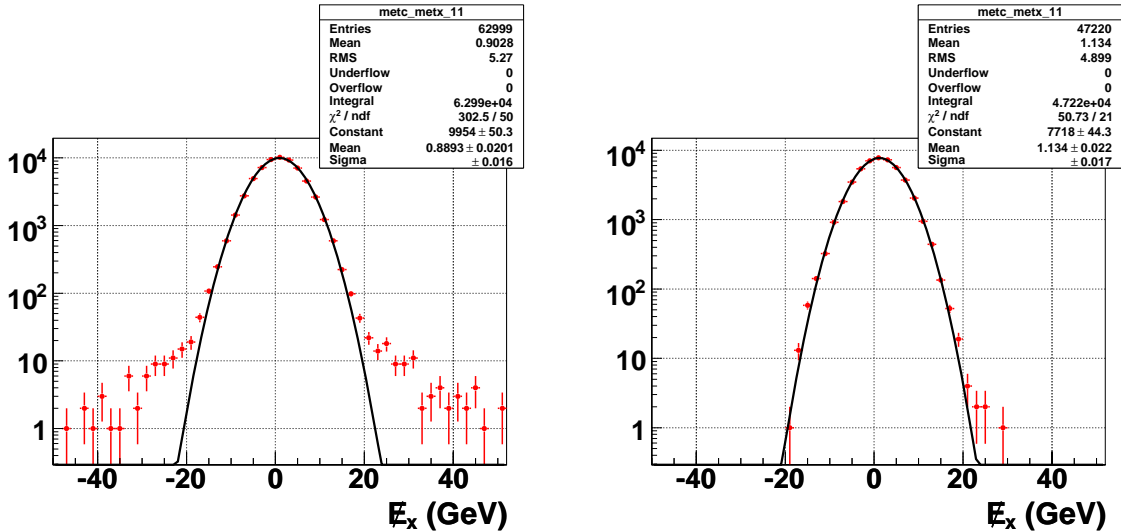


FIG. 2.14 – Distribution de \cancel{E}_x dans des événements de biais minimum pour le bin $\sqrt{S_T} = [11, 12]$ GeV^{1/2}, en utilisant la position z du meilleur vertex (à gauche), et le centre du détecteur (à droite) pour le calcul de \cancel{E}_T .

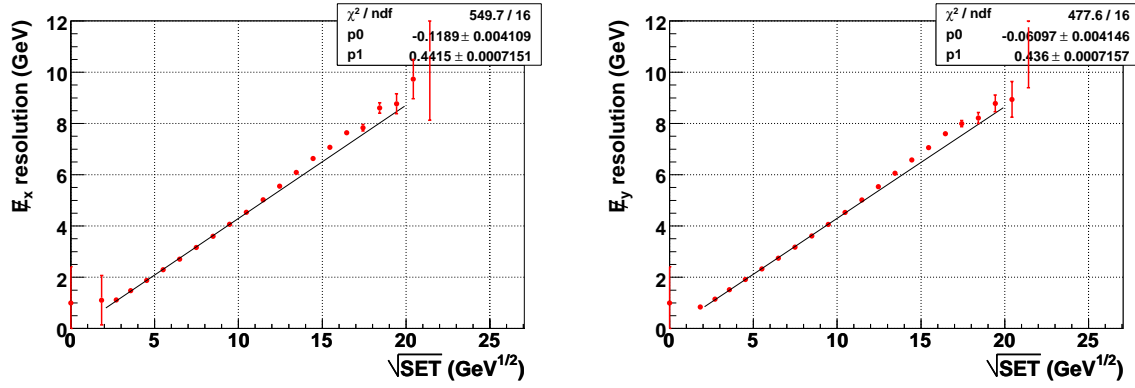


FIG. 2.15 – Résolution de E_{Tx} (à gauche) et E_{Ty} (à droite) en fonction de S_T pour des événements de biais minimum en utilisant la position z du meilleur vertex pour le calcul de E_T .

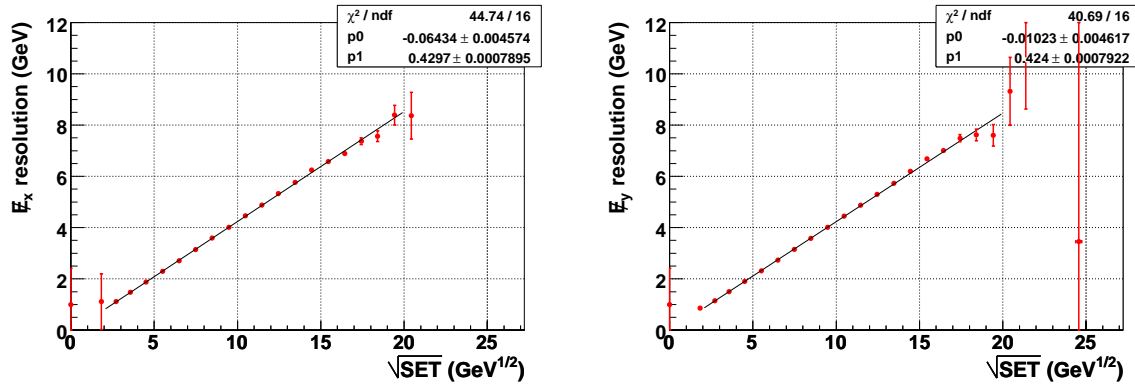


FIG. 2.16 – Résolution de E_{Tx} (à gauche) et E_{Ty} (à droite) en fonction de S_T pour des événements de biais minimum en utilisant le centre du détecteur pour le calcul de E_T .

structure des faisceaux. Les ticks correspondant à des collisions à $D\bar{O}$ sont donc pour chacun des trois super-paquets : [7, 10, 13, ..., 40], [60, 63, 66, ..., 93], et [113, 116, 119, ..., 146]. Comme il a été expliqué dans le paragraphe 2.1, la carte BLS soustrait le signal mesuré 396 ns avant la collision considérée. Pour le premier tick de chaque super-paquet, il n'y a aucune collision à ce moment là. Les données du calorimètre sont donc différentes pour ces ticks. L'énergie négative ne peut en effet provenir que de la queue gaussienne du piédestal, alors que pour les autres ticks l'énergie négative peut également provenir d'une énergie d'origine physique plus importante 396 ns avant la collision considérée. Le lot d'événements issus de croisement de faisceaux sélectionnées de manière aléatoire est donc séparé en trois catégories selon le numéro de tick : 1) les collisions du premier tick de chaque super-paquet ; 2) celles du deuxième tick de chaque super-paquet ; et 3) celles des autres ticks. La figure 2.18 du haut montre la dépendance de l'énergie scalaire moyenne calculée uniquement à partir des cellules d'énergie négative en fonction de la luminosité instantanée. Comme attendu, cette distribution est plate pour le lot 1). La dépendance est au contraire très forte pour le lot 3), et intermédiaire pour le lot 2). L'énergie négative n'est cependant pas utilisée pour la reconstruction des objets calorimétriques. La figure 2.19 montre donc l'énergie scalaire moyenne en fonction de la luminosité. Les données du lot 1) sont bien différentes de celles du lot 2). Dans les collisions au delà du troisième tick de chaque super-paquet, l'énergie soustraite par la carte BLS est en moyenne plus élevée. Cet effet est plus important dans les cryostats EC, où les effets d'empilement sont importants, et il provient surtout des cellules situées à $|\eta_{\text{det}}| \geq 3.2$. Mais cette différence est également visible dans le CC. A ce jour, aucune différence n'a été observée sur les jets et les électrons entre les données des premiers ticks et des autres ticks.

L'énergie transverse manquante est par contre affectée par cette différence. La figure 2.20 montre les résolutions de \cancel{E}_x et \cancel{E}_y pour ces trois lots d'événements. Le tableau 2.1 contient les valeurs du coefficient C obtenues par ajustement linéaire de ces résolutions en fonction de $\sqrt{S_T}$. Les résolutions sont, comme attendues, meilleures pour le premier lot. La dégradation des résolutions due à la soustraction de la ligne de base est d'environ 4%.

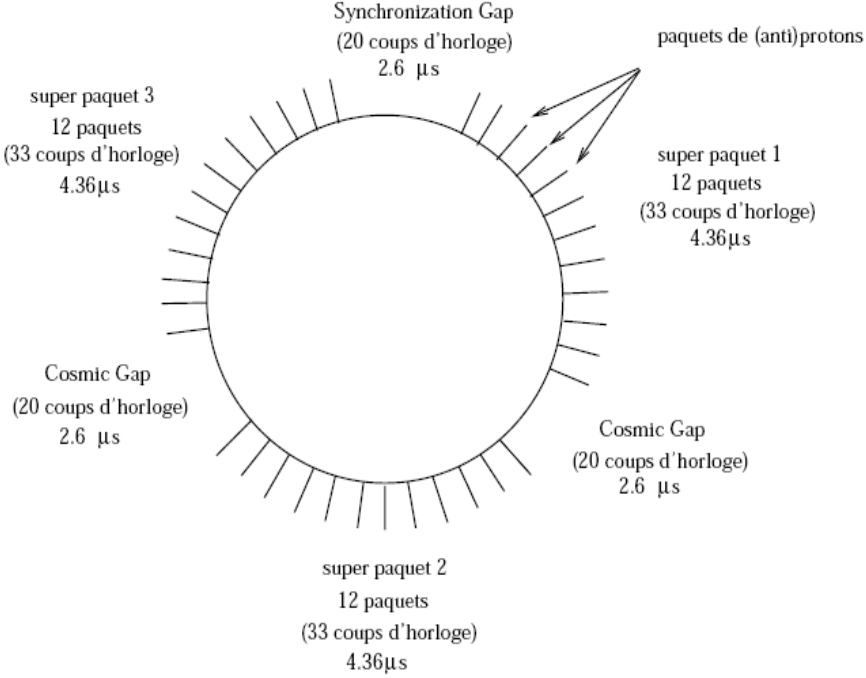


FIG. 2.17 – Schéma de la structure des super-paquets du Tevatron.

Lot d'événement	Valeur de C pour \cancel{E}_x	Valeur de C pour \cancel{E}_y
Tous	$43,0 \pm 0,1\%$	$42,4 \pm 0,1\%$
1^{er} ticks	$41,5 \pm 0,3\%$	$40,7 \pm 0,3\%$
2^{nd} ticks	$42,8 \pm 0,3\%$	$41,4 \pm 0,3\%$
Autres ticks	$43,1 \pm 0,1\%$	$42,5 \pm 0,1\%$

TAB. 2.1 – Valeurs de la pente obtenues par ajustement linéaire des résolutions en \cancel{E}_x et \cancel{E}_y en fonction de $\sqrt{S_T}$ pour des événements de biais minimum selon le lot d'événements utilisés.

Les résolutions en $\cancel{E}_{x,y}$ mesurées avec des événements de biais minimum lors du Run IIb sont très bonnes. Il est cependant difficile de les comparer directement à celles mesurées dans d'autres détecteurs. L'échelle d'énergie utilisée pour le calcul de \cancel{E}_T et de S_T dépend de la réponse du calorimètre. Et la valeur de la pente dépend fortement de la couverture angulaire du calorimètre. La figure 2.21 montre ces résolutions en $\cancel{E}_{x,y}$ en fonction de S_T lorsque les cellules avec $|\eta_{det}| > 3,1$ ne sont pas utilisées pour la reconstruction de \cancel{E}_T et S_T . Les constantes C sont de l'ordre de 52% et donc très différentes de celles mesurées précédemment.

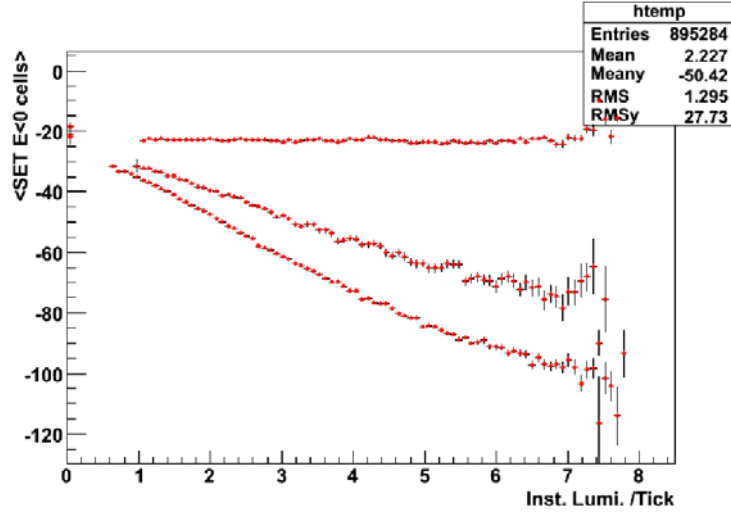


FIG. 2.18 – Energie transverse scalaire (en GeV) des cellules d'énergie négative en fonction de la luminosité instantanée ($\times 10^{30} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$) pour des événements du Run IIb passant la condition de déclenchement “zero-bias” pour les collisions du premier tick de chaque super-paquet (points formant une ligne presque horizontale), pour celles du deuxième tick de chaque super-paquet (distribution centrale), et pour les autres ticks (points formant la ligne du bas).

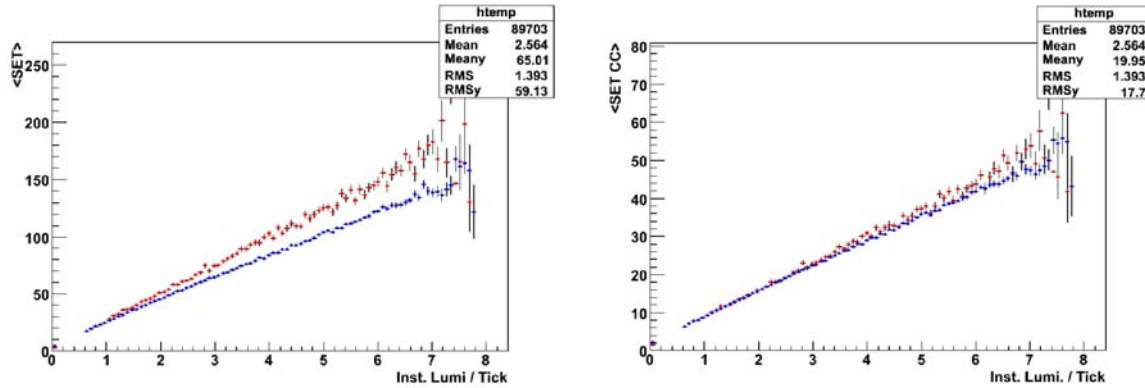


FIG. 2.19 – Energie transverse scalaire (en GeV) en fonction de la luminosité instantanée ($\times 10^{30} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$) pour des événements du Run IIb passant la condition de déclenchement “zero-bias” en utilisant toutes les cellules (à gauche) et uniquement les cellules du CC (à droite) ; la courbe du haut correspond aux événements du lot 1), et la courbe du bas à ceux du lot 3).

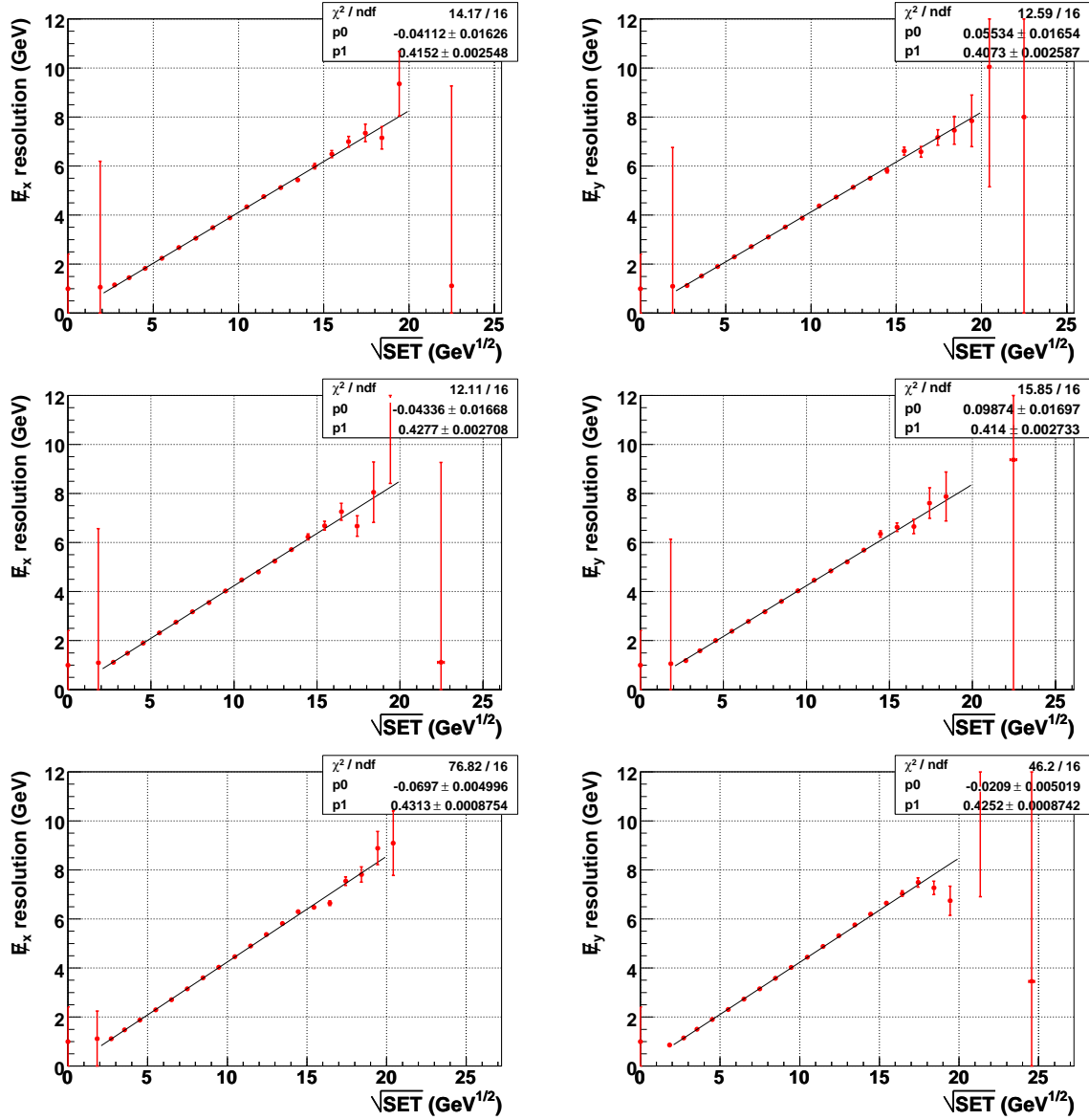


FIG. 2.20 – Résolution de E_{Tx} (à gauche) et E_{Ty} (à droite) en fonction de S_T pour des événements de biais minimum en utilisant le centre du détecteur pour le calcul de E_T ; pour des données du premier tick de chaque super-paquet (haut), du deuxième tick de chaque super-paquet (milieu), et des autres ticks (bas).

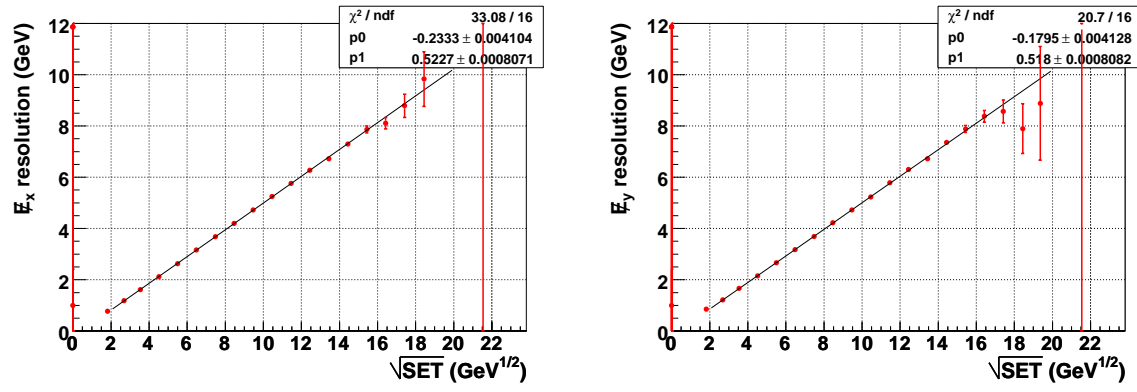


FIG. 2.21 – Résolution de E_x (à gauche) et E_y (à droite) en fonction de S_T pour des événements de biais minimum en utilisant le centre du détecteur pour le calcul de E_T , et en limitant le calcul de E_T aux cellules avec $|\eta_{\text{det}}| < 3, 1$.

2.4.2 Événements $Z \rightarrow e^+e^-$ inclusifs

Un des problèmes majeurs dans DØ avant 2005 était la simulation de l'énergie transverse manquante dans des topologies à faible multiplicité de particules et sans \cancel{E}_T d'origine physique. L'exemple le plus simple concernait les événements $Z \rightarrow l^+l^-$, où la résolution en \cancel{E}_T de l'énergie située en dehors des jets est non-négligeable comparée aux résolutions en énergie des électrons et des muons. La simulation MC utilisait alors des événements de biais minimum engendrés avec PYTHIA ajoutés au processus dur. Le nombre d'événements superposés en moyenne était de 0,8 et correspondait bien au nombre moyen d'interactions supplémentaires par croisement de faisceau du lot de données analysé à ce moment là. Ces événements de biais minimum simulés n'ont jamais reproduit correctement les données. La résolution en énergie transverse manquante était nettement meilleure dans la simulation, et la queue en \cancel{E}_T des données n'était pas du tout décrite. Il était nécessaire de trouver une solution qui permettrait de décrire correctement les différentes conditions de prises de données comme les niveaux de bruit. La figure 2.22 montre pour des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ la toute première tentative d'utilisation d'événements correspondant à un croisement de faisceaux aléatoire enregistrés par DØ dans la simulation pour remplacer les événements de biais minimum simulés avec PYTHIA. L'amélioration est considérable et la décision a donc été prise par la suite de généraliser cette procédure à toute la simulation officielle de DØ.

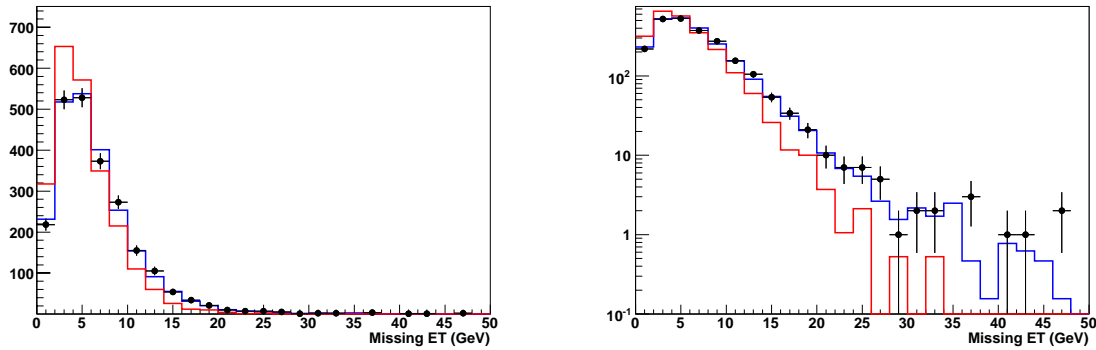


FIG. 2.22 – Distribution de l'énergie transverse manquante pour des événements $Z \rightarrow e^+e^-$. Dans la distribution en rouge, des événements simulés de biais minimum engendrés avec PYTHIA (0.8 interaction par événement en moyenne) ont été superposés au processus dur. Dans la distribution en bleue, des événements correspondant à un croisement de faisceaux aléatoire enregistrés par DØ ont été superposés ; échelle linéaire à gauche et logarithmique à droite.

Cette procédure est cependant relativement complexe. Elle nécessite tout d'abord de transformer les données brutes des événements passant une condition de déclenchement “zero-bias” au format de la simulation après digitisation. Ensuite, il a été montré dans la sous-section précédente à quel point ces événements dépendent de la luminosité instantanée. Il faut donc connaître le profil de luminosité instantanée du lot de données à analyser avant de commencer la simulation. La dernière subtilité concerne la suppression de zero dans ces événements. Pour évaluer très précisément les effets de la haute luminosité instantanée sur des objets comme les jets et les électrons, il convient de superposer au processus dur simulé des collisions aléatoires enregistrées sans aucune suppression de zero, et d'effectuer la suppression après la superposition. En effet, l'énergie additionnelle superposée à ces objets, surtout pour ceux dans le CC, a une trop grande probabilité d'être supprimée. La figure 2.23 montre la distribution de \cancel{E}_T au niveau de la préselection de l'analyse de recherche d'événements tri-leptons dans le canal eel [35] avec toutes les données du Run IIa de DØ. La simulation utilisée dans cette figure inclut des événements passant une condition de déclenchement “zero-bias” et la distribution de \cancel{E}_T des données est correctement décrite par cette simulation.

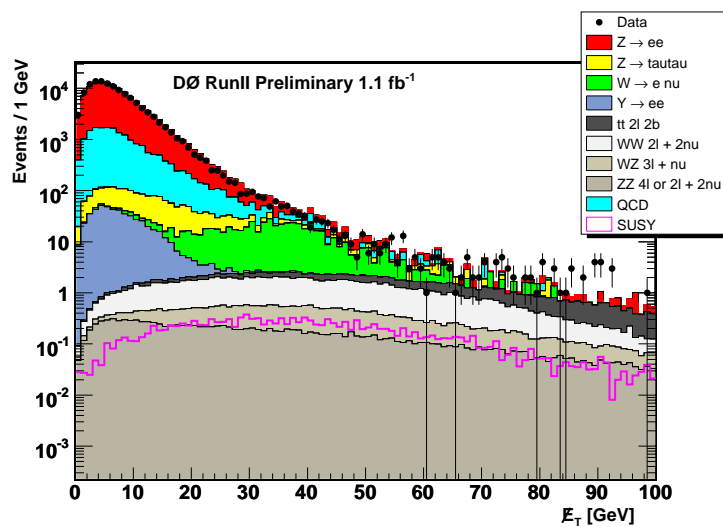


FIG. 2.23 – Distribution de l'énergie transverse manquante au niveau de la préselection de l'analyse tri-lepton eel [35].

Chapitre 3

Recherche des squarks et des gluinos dans l'expérience DØ

Ce dernier chapitre résume mes activités depuis 2003 de recherche de nouvelles particules dans les événements contenant des jets et une grande énergie transverse manquante dans DØ.

Ces analyses de recherche de nouvelle physique ont été développées en 2003 par un groupe de physiciens du LAL et du CPPM. Le but était de développer des outils et une compréhension des données et de la simulation Monte Carlo permettant de couvrir une large gamme de canaux de physique dans la topologie jets+ \cancel{E}_T : événements monojet pour la recherche de dimensions supplémentaires, événements dijet acoplanaires pour la recherche des leptoquarks, des squarks de troisième génération et du boson de Higgs dans le canal de désintégration $hZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ et enfin des états finaux allant de deux jets à ~ 10 jets et une grande énergie transverse manquante pour la recherche générique des squarks et des gluinos.

Une attention particulière est portée dans ce chapitre sur la recherche des squarks et des gluinos. Il existe de nombreuses revues très complètes sur les modèles supersymétriques (voir [36] par exemple). Une description de ces modèles d'extension du modèle standard ayant déjà été effectuée précédemment [37], ces aspects théoriques ne seront pas abordés dans ce document. Historiquement, une première version préliminaire de cette analyse utilisant 85 pb^{-1} a été présentée durant l'hiver 2004 [38]. Les résultats avec 310 pb^{-1} ont été publiés en 2006 [39] et sont annexés à ce document (c.f. Annexe A). Enfin, un résultat préliminaire utilisant toutes les données du Run IIa, soit $0,96 \text{ fb}^{-1}$, a été présenté durant l'hiver 2007 [40]. Ce chapitre décrit ce dernier résultat. Les analyses de recherche des squarks dans la topologie jets+ $\tau(s)$ + \cancel{E}_T et de recherche des leptoquarks de première génération seront ensuite brièvement décrites.

A la fin de ce chapitre, la possibilité d'étendre ces résultats à d'autres modèles est discutée. La combinaison des résultats de la recherche des squarks et des gluinos (c.f. Annexe A) et de celle des leptoquarks de première génération (c.f. Annexe B) permet de couvrir un large spectre en énergie transverse des jets et en énergie transverse manquante pour contraindre des modèles prédisant de la nouvelle physique dans la topologie jets+ \cancel{E}_T . C'est le cas notamment de certaines catégories de modèles "Little Higgs" (c.f. Annexe C).

3.1 Production des squarks et des gluinos au Tevatron

3.1.1 Introduction

La recherche des squarks (\tilde{q}) et des gluinos (\tilde{g}), partenaires supersymétriques des quarks et des gluons, est effectuée ici en supposant la conservation de la R-parité. Les particules supersymétriques sont donc produites ici en supposant la conservation de la R-parité. Les particules supersymétriques sont donc produites par paires, et les produits de leurs désintégrations sont des particules du modèle standard (MS) et la particule supersymétrique la plus légère (LSP) qui est stable. Le neutralino le plus léger ($\tilde{\chi}_1^0$) est le candidat LSP choisi pour ces analyses. Il interagit faiblement avec la matière et fournit

la signature d'énergie transverse manquante. Les squarks et les gluinos portant une charge de couleur, ces particules seraient les particules supersymétriques les plus abondamment produites au Tevatron si leur masse est suffisamment faible. Dans l'extension supersymétrique minimale du modèle standard (MSSM) [41] avec conservation de la R-parité, la désintégration directe des squarks est $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$ et celle des gluinos $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}\tilde{\chi}_1^0$; les désintégrations via des charginos, neutralinos ou sleptons intermédiaires augmentant le nombre de particules dans l'état final. La présence de leptons dans l'état final est donc possible grâce à ces cascades, mais l'état final ayant le plus grand rapport d'embranchement est celui constitué uniquement de jets et d'énergie transverse manquante pour le jeu de paramètres mSUGRA considéré par la suite.

Afin de réduire le nombre de paramètres libres, l'interprétation des résultats est effectuée dans le modèle de super-gravité minimale (mSUGRA) [42]. Ce modèle est basé sur 5 paramètres : m_0 et $m_{1/2}$, les masses communes des scalaires et des jauginos à l'échelle de grande unification (M_{GUT}); A_0 , le couplage trilinéaire universel à M_{GUT} ; $\tan\beta$ le rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de higgs neutres; et le signe du paramètre de mélange des deux doublets de higgs μ

3.1.2 Sections efficaces de production des squarks et des gluinos

Il existe 4 processus de production de paires de squarks et de gluinos au Tevatron :

$$p\bar{p} \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}^*, \quad (3.1)$$

$$p\bar{p} \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}, \quad (3.2)$$

$$p\bar{p} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}, \quad (3.3)$$

$$p\bar{p} \rightarrow \tilde{q}\tilde{g}. \quad (3.4)$$

La figure 3.1 montre les diagrammes de Feynman à l'arbre (LO pour "Leading Order") correspondant à ces processus. La section efficace de production de paires de squarks et de gluinos ne dépend que de la masse de ces particules. Cependant, certains diagrammes font intervenir un squark ou un gluino dans la voie t . Dans le cas de la production de gluinos, la section efficace $p\bar{p} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$ augmente avec la masse des squarks, tandis que pour la production de paire de squarks la situation est inversée : plus la masse des gluinos augmente plus la section efficace $p\bar{p} \rightarrow \tilde{q}\tilde{q}$ diminue. Cette situation a des conséquences importantes sur l'interprétation des résultats des analyses de recherche des squarks et des gluinos. Il est nécessaire de travailler dans un modèle qui prédit à la fois la masse des squarks et des gluinos pour calculer la section efficace du signal. Dans le modèle mSUGRA, les masses des jauginos M_1 , M_2 et M_3 à l'échelle de grande unification sont égales à $m_{1/2}$. Ces masses sont déterminées à l'échelle électrofaible en utilisant les équations du groupe de renormalisation. A cette échelle la hiérarchie de ces trois masses est environ égale à

$$M_1 : M_2 : M_3 \sim 1 : 2 : 6,5. \quad (3.5)$$

La masse des gluinos est donc reliée à la masse des neutralinos et des charginos.

Les sections efficaces de production de paires de squarks et de gluinos au LO et NLO ("Next-to-Leading Order") sont calculées avec le programme PROSPINO [43]. Pour ce calcul, seuls les squarks de première et deuxième génération et les sbottoms sont pris en compte. La masse $m_{\tilde{q}}$ utilisée par la suite est donc la masse moyenne de ces 10 particules. Un fort mélange dans la matrice de masse des stops pouvant générer un stop léger par rapport aux autres squarks, la production de paires de stop n'est pas prise en compte. Ce choix est conservatif puisque l'ajout des stops ne peut qu'augmenter la section efficace de production du signal.

Les fonctions de densités de partons (PDF) utilisées sont les PDF LO CTEQ6L et NLO CTEQ6.1M [44]. L'incertitude sur la section efficace de production de paires de squarks et de gluinos dues aux PDF est obtenue en utilisant les 40 PDF CTEQ6.1M.xx. Elles correspondent à 20 vecteurs propres ($xx = 01/02$ correspond aux incertitudes haute et basse du premier vecteur propre) de la matrice de corrélation des incertitudes. Comme ces 20 vecteurs propres ne sont pas corrélés, l'incertitude relative sur la section efficace due aux PDF est obtenue en effectuant la somme quadratique des différences entre CTEQ6.1M

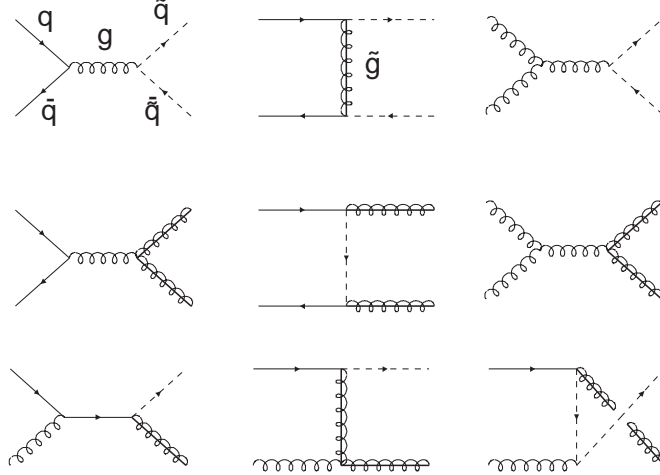


FIG. 3.1 – Diagramme de Feynman à l'arbre de production de paires de squarks et de gluinos [43].

et les 40 PDF CTEQ6.1M.xx :

$$\begin{aligned}
 \delta\sigma_{\text{PDF}}^{\text{up}} &= \frac{\sqrt{\sum_{xx=01}^{xx=40} |\sigma(\text{CTEQ6.1M.xx}) - \sigma(\text{CTEQ6.1M})|^2}}{\sigma(\text{CTEQ6.1M})}, \text{ avec } \sigma(\text{CTEQ6.1M.xx}) > \sigma(\text{CTEQ6.1M}), \\
 \delta\sigma_{\text{PDF}}^{\text{down}} &= - \frac{\sqrt{\sum_{xx=01}^{xx=40} |\sigma(\text{CTEQ6.1M.xx}) - \sigma(\text{CTEQ6.1M})|^2}}{\sigma(\text{CTEQ6.1M})}, \text{ avec } \sigma(\text{CTEQ6.1M.xx}) < \sigma(\text{CTEQ6.1M}).
 \end{aligned}
 \tag{3.6}$$

La figure 3.2 montre les incertitudes sur les PDF de quarks et gluons CTEQ6.1M.xx en fonction de x . Un vecteur propre en particulier (le 15ème) correspond à de grandes incertitudes. Ceci montre que les densités de gluons à grand x sont encore très peu connues. Les squarks et gluinos recherchés au Tevatron étant très massifs par rapport à l'énergie dans le centre de masse, la valeur moyenne de x est de l'ordre de $[0,4-0,6]$. Il en résulte donc une erreur systématique très importante sur les sections efficaces de production de paires de squarks et de gluinos si un gluon intervient dans le processus dur.

Pour des collisions de hadrons, l'échelle de factorisation μ_f est introduite dans le calcul de la section efficace de production d'un processus par le théorème de factorisation des fonctions de structure pour séparer les interactions QCD à petites et grandes distances [45]. L'échelle de renormalisation μ_r permet quant à elle d'éviter les divergences ultraviolettes du calcul perturbatif de la section efficace. Dans la plupart des générateur d'événements Monte Carlo, ces deux échelles sont choisies égales par commodité. L'échelle de renormalisation et de factorisation Q par défaut utilisée dans le calcul des section efficaces de production de paires de squarks et de gluinos est :

- $Q = m_{\tilde{g}}$ pour la production de $\tilde{g}\tilde{g}$;
- $Q = m_{\tilde{q}}$ pour la production de $\tilde{q}\tilde{q}$ and $\tilde{q}\tilde{\bar{q}}$;
- $Q = (m_{\tilde{g}} + m_{\tilde{q}})/2$ pour la production de $\tilde{q}\tilde{g}$.

La figure 3.3 montre les sections efficaces LO et NLO de production du processus $p\bar{p} \rightarrow \tilde{q}\tilde{\bar{q}}$ en fonction de l'échelle de renormalisation et de factorisation. La section efficace NLO autour de $Q = m_{\tilde{q}}$ est nettement stabilisée par rapport à celle LO. Une dépendance est cependant toujours visible. Par conséquent, les sections efficaces sont calculées pour 3 valeurs de l'échelle de renormalisation et de factorisation, $\mu_{rf} = Q$, $\mu_{rf} = Q/2$ et $\mu_{rf} = 2 \times Q$ afin d'introduire une incertitude théorique due au choix de μ_{rf} :

$$\begin{aligned}
 \delta\sigma_{\mu_{rf}}^{\text{up}} &= \frac{\sigma(\mu_{rf}=Q/2) - \sigma(\mu_{rf}=Q)}{\sigma(\mu_{rf}=Q)}, \\
 \delta\sigma_{\mu_{rf}}^{\text{down}} &= \frac{\sigma(\mu_{rf}=2 \times Q) - \sigma(\mu_{rf}=Q)}{\sigma(\mu_{rf}=Q)}.
 \end{aligned}
 \tag{3.7}$$

L'incertitude totale sur les sections efficaces de production de paires de squarks et de gluinos est obtenue en combinant quadratiquement les incertitudes dues aux PDF et au choix de μ_{rf} :

$$\begin{aligned}\delta\sigma_{\text{tot}}^{\text{up}} &= \sqrt{(\delta\sigma_{\text{PDF}}^{\text{up}})^2 + (\delta\sigma_{\mu_{rf}}^{\text{up}})^2}, \\ \delta\sigma_{\text{tot}}^{\text{down}} &= \sqrt{(\delta\sigma_{\text{PDF}}^{\text{down}})^2 + (\delta\sigma_{\mu_{rf}}^{\text{down}})^2}.\end{aligned}\tag{3.8}$$

La figure 3.4 montre la section efficace totale de production de paires de squarks et de gluinos pour 3 points de l'espace des paramètres mSUGRA : $(m_0, m_{1/2}) = (25, 145)$ GeV, $(m_0, m_{1/2}) = (500, 80)$ GeV et $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} = 330$ GeV ($\tan\beta = 3$, $A_0 = 0$, $\mu < 0$). Les incertitudes dues aux PDF et au choix de μ_{rf} sont également indiquées. La figure 3.5 montre cette section efficace en fonction de la masse du gluino. L'incertitude relative due à μ_{rf} varie de 15 à 20% pour des masses de squarks et de gluinos comprises entre 200 et 400 GeV. Cette incertitude augmente avec la masse des particules. L'incertitude relative due aux PDF varie entre 15 et 60%. Elle est très importante pour des processus faisant intervenir un gluon dans la collision dure. Par la suite, trois hypothèses de sections efficaces seront considérées pour le signal : la section efficace nominale (σ_{nom}), calculée avec $\mu_{rf} = Q$ et CTEQ6.1M et les sections efficaces minimales (σ_{min}) et maximales (σ_{max}) dues aux incertitudes des PDF et du choix de μ_{rf} .

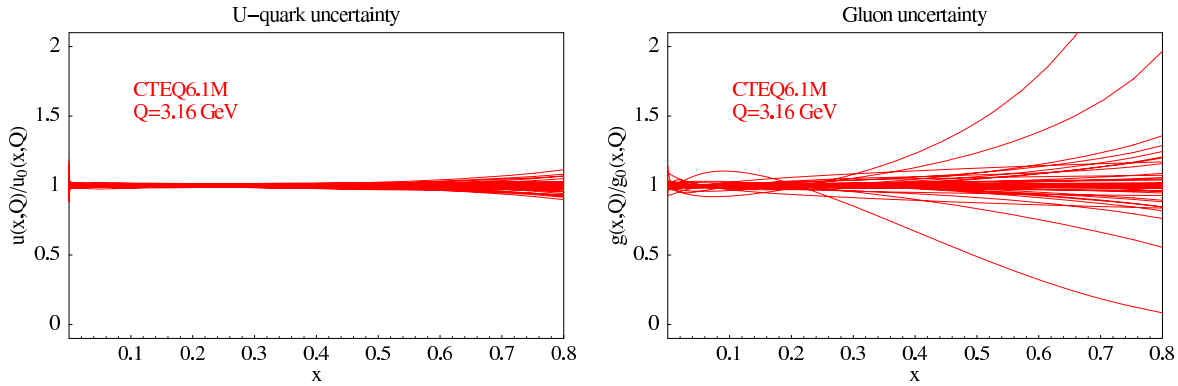


FIG. 3.2 – Incertitudes sur les PDF de quarks et de gluons CTEQ6.1M [44].

3.2 Analyse des données de DØ du Run IIa

3.2.1 Simulation Monte Carlo

Les processus du modèle standard ($Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$) + jet(s), ($W \rightarrow l\nu$) + jet(s), $t\bar{t}$, di-boson et single-top représentent le fond le plus important pour la recherche des squarks et des gluinos dans la topologie jets+ \cancel{E}_T . Tous les processus (W/Z) + jet(s) et $t\bar{t}$ ont été engendrés avec ALPGEN 2.05 [47] interfacé avec PYTHIA 6.319 [48] pour la simulation de la radiation dans l'état initial (ISR) et final (FSR) ainsi que pour la fragmentation et l'hadronisation des jets. Cette version d'ALPGEN utilise la procédure d'appariement MLM [49] entre les partons des diagrammes de Feynman d'ALPGEN et les jets de partons après l'étape de simulation de PYTHIA. Les lots ALPGEN ont été simulés pour chaque valeur de la multiplicité en partons, et la normalisation relative est effectuée en utilisant les sections efficaces "Leading Log" après la procédure MLM. Les lots correspondant à la production de di-bosons et de single-top ont été produits respectivement avec PYTHIA 6.319 [48] et COMPHEP [50]. Les facteurs K NLO ¹ utilisés pour la normalisation absolue de ces processus du modèle standard ont été calculés avec MCFM [51]. Au final, une erreur systématique de 15% est assignée à ces sections efficaces NLO [52].

La production de paires de squarks et de gluinos a été simulée avec PYTHIA 6.319 [48]. Les paramètres du modèle mSUGRA ont été choisis à la frontière des exclusions précédentes pour $\tan\beta = 3$,

¹Le facteur K est le rapport entre les sections efficaces NLO et LO de production d'un processus.

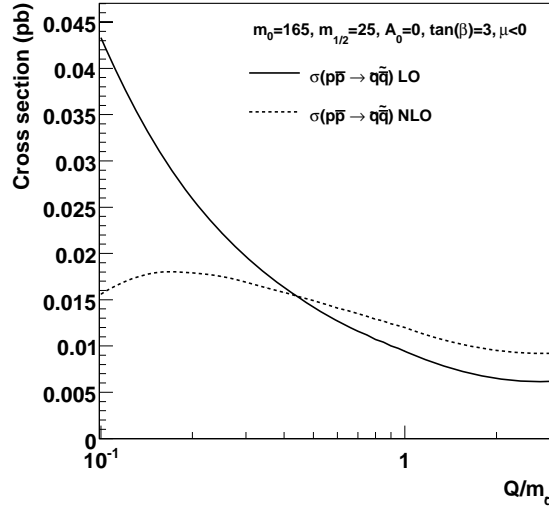


FIG. 3.3 – Effet de l'échelle de renormalisation et de factorisation sur les sections efficaces $p\bar{p} \rightarrow q\bar{q}$ LO et NLO.

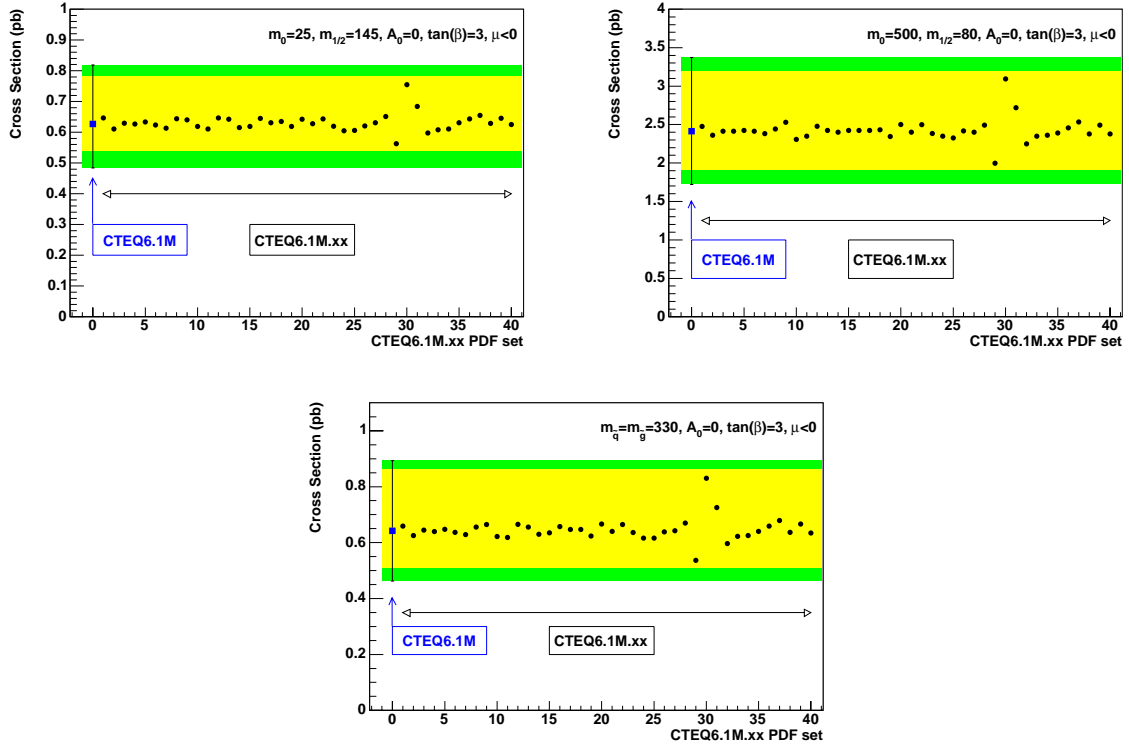


FIG. 3.4 – Sections efficaces totales NLO de production de paires de squarks et de gluinos calculées avec les 41 PDF CTEQ6.1M pour 3 points dans l'espace des paramètres mSUGRA ($\tan\beta = 3$, $A_0 = 0$, $\mu < 0$) : $(m_0, m_{1/2}) = (25, 145)$ GeV (en haut à gauche), $(m_0, m_{1/2}) = (500, 80)$ GeV (en haut à droite) et $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} = 330$ GeV (en bas). Les bandes jaunes montrent les incertitudes dues aux PDF. Les bandes vertes correspondent aux incertitudes dues au choix de μ_{rf} .

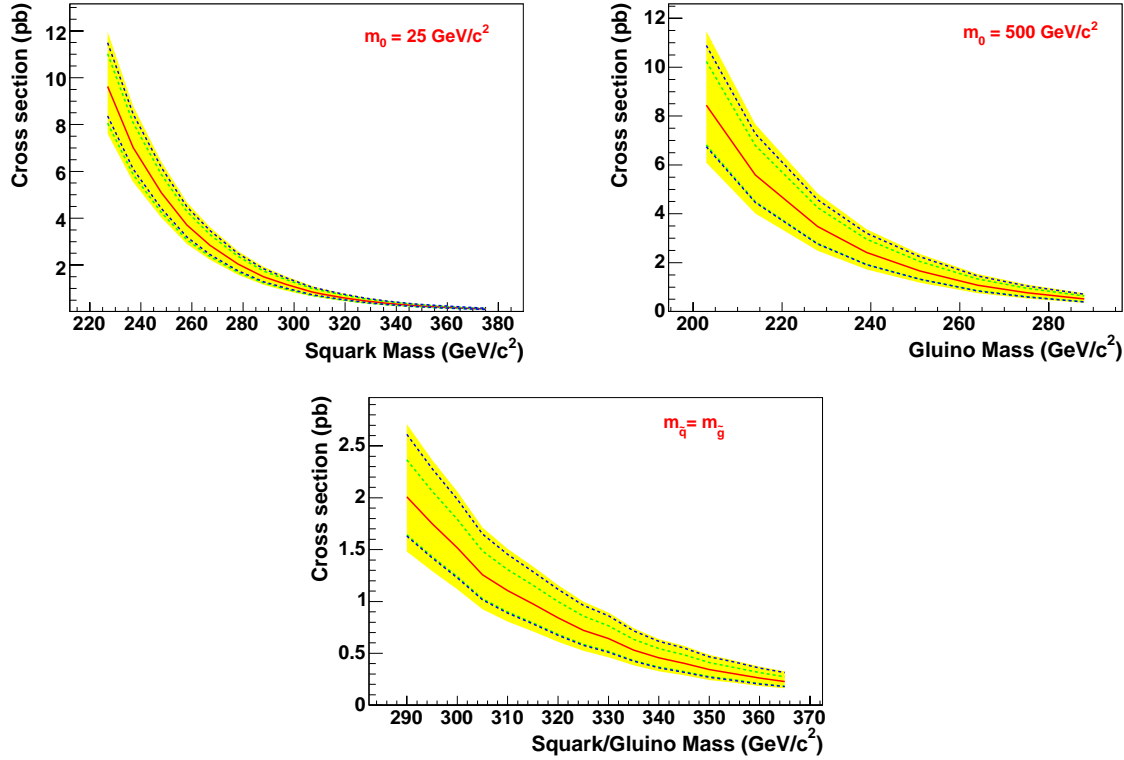


FIG. 3.5 – Section efficace de production de paires de squarks et de gluinos en fonction de la masse des squarks ou des gluinos dans le modèle mSUGRA pour $\tan\beta = 3$, $A_0 = 0$, $\mu < 0$ et $m_0 = 25$ GeV (en haut à gauche), $m_0 = 500$ GeV (en haut à droite) et $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$ (en bas). Les lignes rouges centrales correspondent à σ_{nom} . Les lignes vertes pointillées montrent l'incertitude due à μ_{rf} , et les bleues pointillées celle des PDF.

$A_0 = 0$, $\mu < 0$. Trois régions différentes ont été considérées pour l'optimisation des analyses et correspondent aux trois analyses qui seront décrites plus tard :

- l'analyse “dijet” : à faible m_0 , les gluinos sont plus lourds que les squarks. Le processus ayant la plus grande section efficace est $p\bar{p} \rightarrow q\bar{q}\tilde{q}\tilde{q}$ et $q\bar{q}\tilde{g}\tilde{g}$. La désintégration directe des squarks en $q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$ donne donc la signature recherchée dans cette analyse de deux jets acoplanaires. Le point mSUGRA de référence est $(m_0, m_{1/2}) = (25, 165)$ GeV.
- l'analyse “gluino” : à grand m_0 , les squarks sont plus lourds que les gluinos. Le processus dominant est donc $p\bar{p} \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$. La désintégration directe des gluinos est $q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$. Cette analyse est donc optimisée pour rechercher des événements multijets (au moins 4) avec une grande énergie transverse manquante. Le point mSUGRA de référence est $(m_0, m_{1/2}) = (500, 100)$ GeV.
- l'analyse “3-jets” : dans la région avec des valeurs intermédiaires de m_0 , tous les processus de production de paires de squarks et de gluinos peuvent contribuer de manière significative à la section efficace totale. Le processus $p\bar{p} \rightarrow q\bar{q}\tilde{g}\tilde{g}$ en particulier devient important. Cette analyse est donc optimisée pour la recherche d'événements contenant au moins trois jets et une grande énergie transverse manquante. Le point mSUGRA de référence est celui où $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} = 380$ GeV.

Le programme SUSPECT [53] a été utilisé pour calculer les masses des sparticules à partir des paramètres mSUGRA. Les rapports d'embranchement des désintégrations des particules supersymétriques ont quant à eux été calculés avec SDECAY 1.1A [55]. Dans la simulation MC de ces signaux, tous les modes de désintégrations des squarks et des gluinos ont été pris en compte, y compris les désintégrations comme $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_2^0$ suivie de $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow e^+e^-\tilde{\chi}_1^0$ donnant une signature avec des leptons chargés dans l'état final.

Pour la simulation MC des processus du modèle standard et de production de paires de squarks et de gluinos, les PDF utilisées sont les PDF LO CTEQ6L1 [44]. Le programme GEANT [54] a été utilisé pour la simulation de la géométrie et de la réponse des détecteurs. Enfin, la simulation des interactions multiples a été réalisé en superposant aux processus durs des événements enregistrés par $D\bar{O}$ passant la condition de déclenchement “zero-bias”.

3.2.2 Conditions de déclenchements Jets+ \cancel{E}_T au Run IIa

Toutes les données enregistrées par $D\bar{O}$ au Run IIa d’avril 2003 à février 2006 ont été analysées pour rechercher les squarks et les gluinos. Ce lot de données correspond à une luminosité intégrée de $0,96 \text{ fb}^{-1}$. Les conditions de déclenchement jets+ \cancel{E}_T ont évolué durant cette période dans les différentes versions du menu de déclenchement pour suivre l’augmentation continue de la luminosité instantanée.

La première condition de déclenchement jets+ \cancel{E}_T mise en ligne en avril 2003 dans la version v11 du menu déclenchement s’appelle MHT30_3CJT5 [56, 57]. Pour les versions v11 et v12, cette condition de déclenchement unique permet de sélectionner à la fois les événements jets+ \cancel{E}_T contenant un ou deux jets et ceux ayant une topologie multijets. La condition CJT(3,5) au L1 demande au moins trois tours de déclenchement avec une énergie transverse supérieure à 5 GeV. Aux niveaux 2 et 3, la variable $\cancel{H}_T = |\sum_{\text{jets}} \vec{p}_T|$ est utilisée pour sélectionner des événements ayant une grande énergie transverse manquante. Les seuils sont de 20 et 30 GeV au L2 et L3 respectivement.

A partir de la version v13 du menu de déclenchement, la condition de déclenchement MHT30_3CJT5 a été remplacée par deux nouvelles conditions appelées JT1_ACO_MHT_HT et JT2_MHT25_HT également basée sur \cancel{H}_T . La condition JT1_ACO_MHT_HT est la plus proche de MHT30_3CJT5 car elle ne contient essentiellement qu’une condition supplémentaire sur l’acoplanarité² dans la version v13. Cette quantité au L2 et L3 doit être inférieure à $168,75^\circ$ et 170° respectivement. Au L3, la quantité H_T définie comme $H_T = \sum_{\text{jets}} |\vec{p}_T|$ doit également être supérieure à 50 GeV. A partir de la version v14 [58], l’angle azimuthal minimal entre la direction de \cancel{H}_T et n’importe quel jet doit être supérieur à 25° au L3. Cette condition JT1_ACO_MHT_HT est donc optimale pour les événements dijet acoplanaires. L’autre condition de déclenchement JT2_MHT25_HT mise en place à partir de la version v13 est quant à elle optimisée pour les événements multijets ayant une grande énergie transverse manquante. Trois jets sont requis au L2 et L3. De plus, H_T et \cancel{H}_T au L3 doivent être supérieurs à 125 et 25 GeV respectivement. A partir de la version v14, les trois jets au L3 doivent avoir une énergie transverse supérieure à 20 GeV.

Les luminosités intégrées de ces conditions de déclenchement par version de menu déclenchement sont indiquées dans le tableau 3.1. La composition du lot de données analysé est donc de 6,3% avec la version v11, 22,9% avec la version v12, 37,6% avec la version v13 et 33,2% avec la version v14. L’analyse “dijet” utilise les conditions de déclenchements MHT30_3CJT5 et JT1_ACO_MHT_HT, alors que les analyses “3-jets” et “gluino” utilisent les conditions de déclenchements MHT30_3CJT5 et JT2_MHT25_HT. Les squarks et les gluinos étant recherchés à très grandes valeurs de H_T et de \cancel{E}_T , la stratégie adoptée est d’appliquer des coupures suffisantes sur les quantités “hors-ligne” afin de se placer sur les plateaux des courbes d’efficacités de déclenchement. Au niveau des dernières étapes des analyses, l’efficacité de déclenchement pour les signaux de production de paires de squarks et de gluinos est de $96 \pm 2\%$.

Version	MHT30_3CJT5			JT1_ACO_MHT_HT			JT2_MHT25_HT		
	Del.	Rec.	Good	Del.	Rec.	Good	Del.	Rec.	Good
v11	79,3	71,1	62,5	-	-	-	-	-	-
v12	277,1	249,9	226,8	-	-	-	-	-	-
v13	-	-	-	464,0	425,5	373,3	464,0	422,0	371,2
v14	-	-	-	416,8	388,8	329,5	416,8	388,8	329,5
Total	356,4	321,0	289,3	880,8	814,3	702,8	880,8	810,8	700,7

TAB. 3.1 – Luminosité intégrée (en pb^{-1}) par condition de déclenchement et par version du menu de déclenchement ; les luminosités délivrée par le Tevatron (Del.), enregistrée par $D\bar{O}$ (Rec.) puis passant toutes les conditions de qualités des données (Good) sont indiquées.

²L’acoplanarité est définie comme l’angle azimuthal entre les deux jets de plus grande énergie transverse.

3.2.3 Résultats

Une préselection commune pour les trois analyses est effectuée afin de réduire de manière conséquente la taille du lot de données. Les événements doivent avoir passé une des conditions de déclenchement jets+ \cancel{E}_T présentées dans le paragraphe précédent. Les deux jets de plus grande énergie transverse doivent être dans la partie centrale du calorimètre avec $|\eta_{\text{det}}| < 0,8$ et $E_T \geq 35$ GeV. Il est ensuite demandé que l'énergie transverse manquante soit supérieure à 40 GeV. L'angle azimuthal entre les deux jets de plus grande énergie transverse doit être inférieure à 165° . Pour garantir une bonne reconstruction du vertex primaire de l'interaction, sa position longitudinale par rapport au centre du détecteur doit satisfaire $|z| < 60$ cm.

A ce niveau de la sélection, le fond multijets QCD est encore très largement dominant. Une composante de ce fond provient de la mauvaise mesure de l'énergie transverse des jets due à un mauvais choix du vertex primaire. Un algorithme basé sur l'association des traces des jets avec les vertex reconstruits permet d'identifier et de rejeter ces événements. En utilisant les traces de bonnes qualités dans un cône de rayon 0,5 autour de l'axe du jet, la variable CPF est définie par jet et par vertex comme le rapport entre la somme scalaire de l'impulsion transverse des traces provenant du vertex considéré et la somme scalaire de l'impulsion transverse de toutes les traces associées à ce jet :

$$CPF(\text{jet}_j, \text{vtx}_i) = \frac{\sum_{\text{trk}} p_T^{\text{track}}(\text{jet}_j, \text{vtx}_i)}{\sum_{k=1}^{N_{\text{vtx}}} \sum_{\text{trk}} p_T^{\text{track}}(\text{jet}_j, \text{vtx}_k)} . \quad (3.9)$$

La variable $CPF0$ est ainsi calculée pour chaque jet en utilisant le meilleur vertex primaire. Ce vertex est celui utilisé dans la reconstruction de tous les objets calorimétriques. La variable $CPF0$ peut donc prendre les valeurs suivantes :

- -1 si aucune trace du jet n'est associée à un vertex ;
- 0 si toutes les traces du jet provenant d'un vertex reconstruit proviennent en fait d'un autre vertex que le meilleur vertex ;
- 1 si toutes les traces des jets provenant d'un vertex reconstruit proviennent du meilleur vertex ;
- entre 0 et 1 sinon.

Pour un événement ayant un seul vertex reconstruit, $CPF0$ ne peut prendre que deux valeurs, -1 ou 1 . Une coupure standard sur $CPF0$ utilisée dans cette analyse est $CPF0 > 0,85$. Cette condition n'est demandée que pour les deux premiers jets. L'efficacité de cette coupure à été mesurée dans des données et des simulations MC en utilisant un lot d'événements QCD dijet dos à dos. Pour la luminosité instantanée du Run IIa, l'effet principal provient bien d'un mauvais choix du vertex primaire lors de la reconstruction. Les efficacités sont donc mesurées séparément pour le premier jet et pour le second jet après avoir demandé que le premier ait $CPF0 > 0,85$. Ces efficacités ont été étudiées en fonction de E_T et $|\eta_{\text{det}}|$ des jets, mais également en fonction de la position z du vertex primaire et du nombre de vertex par événement. L'efficacité est plate en fonction de $|\eta_{\text{det}}|$ et de cette position z du vertex primaire pour des jets avec $|\eta_{\text{det}}| < 0,8$. Pour un jet de plus 35 GeV dans le CC, cette efficacité est en moyenne de l'ordre de 98% dans les données. Les dépendances en E_T sont cependant différentes dans les données et la simulation. La plus grande différence observée entre données et simulation est en fonction du nombre de vertex reconstruits (voir figure 3.6). Un facteur correctif défini comme le rapport entre les paramétrisation des efficacités dans les données et la simulation est donc appliqué à la simulation pour cette dépendance et aussi pour la dépendance en E_T des jets. Il faut noter que cet algorithme n'utilise pas l'information du calorimètre et qu'il est différent de celui utilisé dans l'analyse en Annexe A où CPF est défini comme le rapport entre la somme scalaire des impulsions transverses des traces provenant du vertex primaire associées à un jet et l'énergie transverse de ce jet.

Les différents critères de sélection des trois analyses sont ensuite appliqués. Ils sont résumés de manière synthétique dans le tableau 3.2. Les événements satisfaisant une condition de déclenchement de type dijet acoplanaires sont utilisés dans l'analyse "dijet", alors que les événements satisfaisant une condition de déclenchement de type multijets sont utilisés dans les analyses "3-jets" et "gluino". Dans ces analyses "3-jets" et "gluino", un troisième et quatrième jet avec $|\eta_{\text{det}}| < 2,5$ sont respectivement demandés. Le seuil minimal en E_T est de 35 GeV pour le troisième jet et de 20 GeV pour le quatrième jet. Afin de rejeter le fond multijets QCD avec une énergie transverse manquante très inférieure à celle qui sera finalement demandée, l'énergie transverse manquante doit être supérieure à 75 GeV à ce stade. Dans les trois analyses, un veto sur les électrons et muons isolés avec $p_T > 10$ GeV rejette une

grande fraction des événements $(W/Z) + \text{jets}$ et $t\bar{t}$. Les angles azimuthaux entre la direction de \cancel{E}_T et le premier jet, $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_1)$, et le second jet, $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_2)$, sont utilisés pour rejeter les événements où une mauvaise mesure de l'énergie transverse d'un jet génère une \cancel{E}_T alignée avec ce jet. Ces coupures sont $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_1) \geq 90^\circ$ et $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_2) \geq 50^\circ$. Dans l'analyse "dijet", la contribution de ce fond QCD peut être encore réduite en rejetant les événements ayant $\Delta\phi_{\min}(\cancel{E}_T, \text{any jet})$, l'angle azimuthal minimal entre la direction de \cancel{E}_T et n'importe quel jet satisfaisant $E_T \geq 15 \text{ GeV}$, en dessous de 40° . A cause de la plus grande multiplicité en jets, cette coupure n'est pas utilisée dans les analyses "3-jets" et "gluino". Les deux coupures finales sur H_T et \cancel{E}_T ont été optimisées en minimisant la limite attendue sur la section efficace de production de paires de squarks et de gluinos. Pour cela, ainsi que pour les limites finales, la méthode fréquentiste dite CL_s [59] a été utilisée. Les coupures optimales ainsi déterminées sont données dans le tableau 3.2 pour les trois analyses. La figure 3.7 montre quelques distributions caractéristiques à des niveaux intermédiaires des trois analyses. Le tableau 3.3 contient les nombres d'événements observés après chaque coupure ainsi que l'efficacité sur les signaux de référence.

Les nombres d'événements sélectionnés par chaque analyse ainsi que les contributions individuelles des fonds du MS sont reportés dans les tableaux 3.4, 3.5 et 3.6. La contribution du fond multijets QCD, estimé à partir d'un ajustement par une fonction exponentielle de la distribution en \cancel{E}_T en dessous de 60 GeV après soustraction des fonds MS et extrapolation au dessus des coupures finales en \cancel{E}_T est négligeable dans les trois analyses. Les nombres d'événements sélectionnés sont 5 dans l'analyse "dijet", 6 dans l'analyse "3-jets" et 34 dans l'analyse "gluino". Les contributions attendues des fonds du modèle standard sont 7,5, 6,1 et 33,4 respectivement. Les fonds principaux sont les processus $(Z \rightarrow \nu\bar{\nu}) + \text{jets}$, $(W \rightarrow l\nu) + \text{jets}$, et $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}'l\nu$. Les efficacités sur les signaux de production de paires de squarks et de gluinos ont été déterminées à partir des simulations MC engendrées dans le plan $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}})$. Les efficacités pour les trois points de référence utilisés pour l'optimisation des coupures finales sont indiqués dans le tableau 3.7.

Les incertitudes systématiques sur la contribution des fonds du modèle standard et sur les efficacités de détection des signaux ont été évaluées en faisant varier de plus ou moins une déviation standard les quantités considérées et en refaisant entièrement les analyses. L'une des plus importantes est l'incertitude sur la détermination de l'échelle d'énergie des jets. Cette incertitude est typiquement de l'ordre de 10 à 15% pour les fonds MS et de 6 à 11% pour le signal. Les incertitudes dues aux résolutions en énergie des jets, à la coupure sur $CPF0$ et aux efficacités de reconstruction et d'identification des jets sont de 5, 7 et 7% dans les analyses "dijet", "3-jets" et "gluino" respectivement. Comme il a déjà été mentionné, l'efficacité de déclenchement pour les signaux sélectionnés est de $96 \pm 2\%$. L'incertitude sur

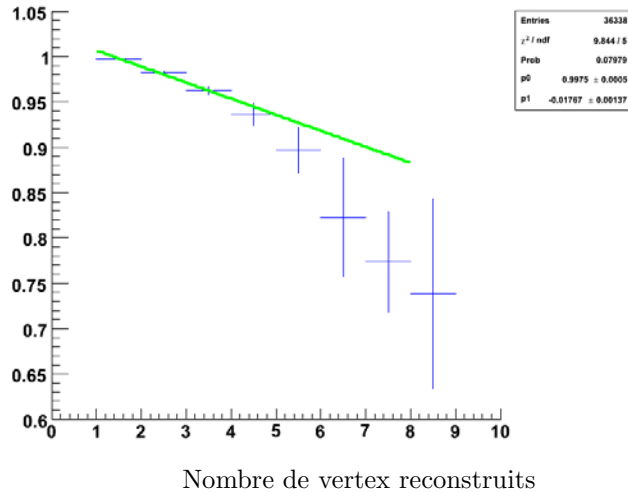


FIG. 3.6 – Pour la coupure $CPF0 \geq 0,85$: facteur correctif pour la simulation MC en fonction du nombre de vertex reconstruits.

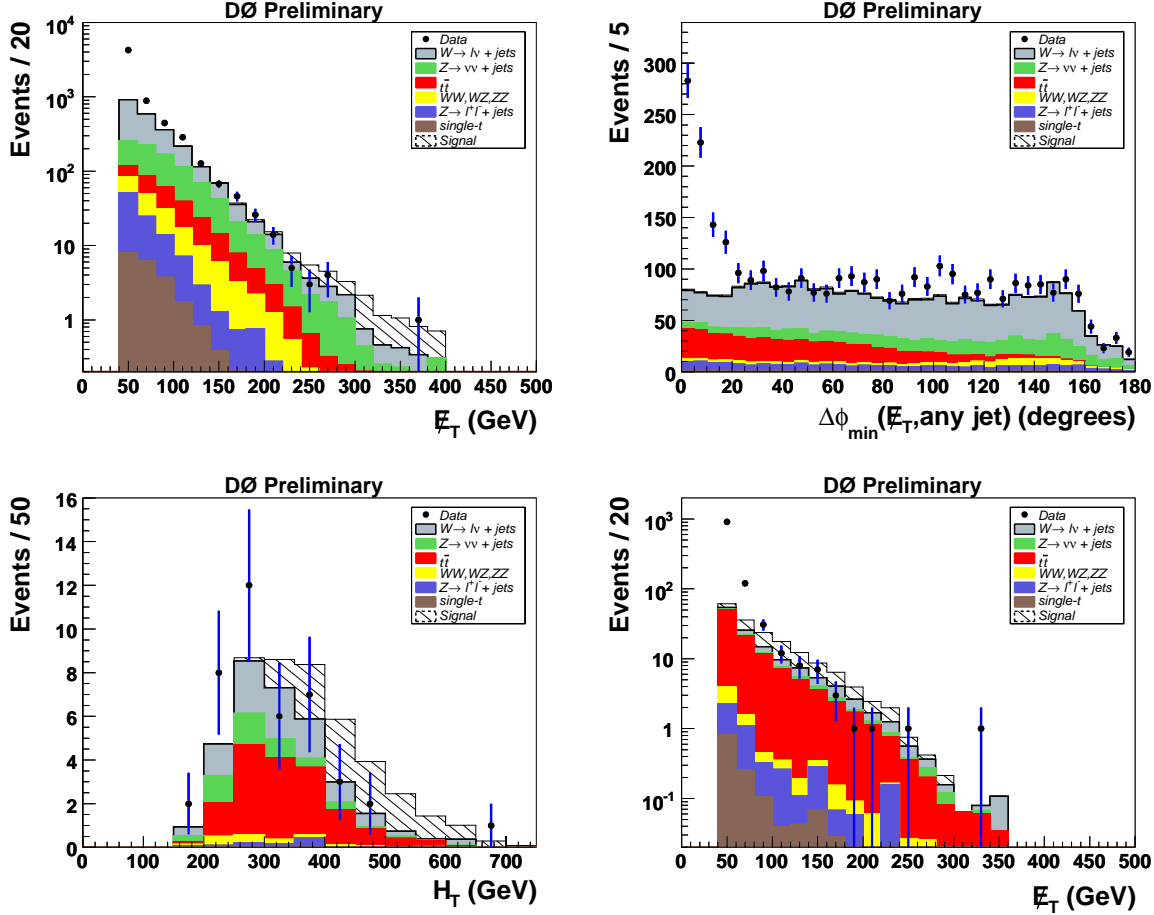


FIG. 3.7 – Distribution de E_T avant les deux coupures finales sur H_T et E_T et sans la coupe intermédiaire $E_T > 75$ GeV dans l’analyse “dijet” (en haut à gauche), distribution de $\Delta\phi_{\min}(\vec{E}_T, \text{any jet})$ dans l’analyse “dijet” avant d’appliquer la coupe sur cette variable (en haut à droite), distribution de H_T après application de toutes les coupures de l’analyse “3-jets” exceptée celle sur H_T (en bas à gauche), distribution de E_T après application de toutes les coupures de l’analyse “gluino” exceptées les coupures en E_T intermédiaire et finale (en bas à droite) ; pour les données (points avec barre d’erreur), pour la simulation des fonds du modèle standard sans le fond multijets QCD (histogrammes pleins) et pour la simulation du signal (histogrammes hachurés ajoutés aux fonds du modèle standard). Les signaux utilisés dans ces histogrammes sont $(m_0, m_{1/2}) = (25, 165)$ GeV, $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} = 380$ GeV et $(m_0, m_{1/2}) = (500, 100)$ GeV pour les analyses “dijet”, “3-jets” et “gluino” respectivement. Les excès de données à faibles valeurs de E_T , H_T et $\Delta\phi_{\min}(\vec{E}_T, \text{any jet})$ sont dus au fond QCD qui n’est pas inclus dans la simulation MC des fonds du modèle standard.

Preselection Cut	All Analyses		
1er jet E_T (a)	≥ 35		
2nd jet E_T (a)	≥ 35		
\cancel{E}_T	≥ 40		
Acoplanarity	$< 165^\circ$		
Vertex z pos.	< 60 cm		
Selection Cut	“dijet”	“3-jets”	“gluino”
Trigger	acoplanar dijet	multijets	multijets
3ème jet E_T (b)	–	≥ 35	≥ 35
4ème jet E_T (b)	–	–	≥ 20
\cancel{E}_T	≥ 75	≥ 75	≥ 75
Véto électron	yes	yes	yes
Véto muon	yes	yes	yes
$\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_1)$	$\geq 90^\circ$	$\geq 90^\circ$	$\geq 90^\circ$
$\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_2)$	$\geq 50^\circ$	$\geq 50^\circ$	$\geq 50^\circ$
$\Delta\phi_{\min}(\cancel{E}_T, \text{any jet})$	$\geq 40^\circ$	–	–
H_T	≥ 300	≥ 400	≥ 300
\cancel{E}_T	≥ 225	≥ 150	≥ 100

TAB. 3.2 – Critères de sélection pour les trois analyses (énergies et impulsions en GeV) ; (a) le premier et le second jet doivent également être centraux ($|\eta_{\text{det}}| < 0.8$) et confirmés par les traces ($CPF0 \geq 0.85$) ; (b) la coupure sur $|\eta_{\text{det}}|$ pour le troisième et quatrième jet est < 2.5 , et aucune coupure sur $CPF0$ n’est effectuée sur ces jets.

la détermination de la luminosité est de 6,1% [46]. Toutes ces incertitudes sont entièrement corrélées entre les signaux et les fonds MS. L’incertitude sur la normalisation des fonds MS est de 15%. Enfin, l’incertitude sur l’acceptance du signal due au choix de PDF a été déterminée à partir des 40 lots de PDF CTEQ6.1M.xx [44]. Celle-ci est de 6%.

Pour améliorer la sensibilité dans le plan $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}})$, les trois analyses décrites précédemment ont été combinées en 7 canaux exclusifs lors du calcul de limites. Les définitions de ces combinaisons ainsi que les nombres d’événements observés et attendus pour le fond MS sont indiqués dans le tableau 3.8. Les nombres d’événements sélectionnés dans les données sont en bon accord avec les prédictions du modèle standard dans tous les cas. En effectuant un “OU” logique entre les trois analyses, 40 événements sont sélectionnés dans les données et la simulation MC prédit $40,8 \pm 1,3$ (stat.) $^{+6,9}_{-5,9}$ (syst.) pour la contribution MS. Les figures 3.8 et 3.9 montrent des visualisations 2D et 3D des deux candidats de plus grand \cancel{E}_T dans les topologie dijet acoplanaires et multijets. Les propriétés cinématiques de ces événements sont également disponibles dans le tableau 3.9.

La figure 3.10 montre les limites observées et attendues à 95% de niveau de confiance (C.L.) sur les sections efficaces de production de paires de squarks et gluinos pour $m_0 = 25$ GeV, $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$ et $m_0 = 500$ GeV en fonction de la masse du gluino. Dans le calcul de limite, les 7 combinaisons sont traitées comme 7 canaux indépendants, et les corrélations entre les erreurs systématiques sont prises en compte. Les limites en masse sont alors extraites pour les trois hypothèses de section efficace du signal : nominale, minimale et maximale.

La figure 3.12 à gauche montre la région exclue à 95% de niveau de confiance dans le plan $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}})$ pour les trois hypothèses de section efficace du signal. A partir de ces contours, des limites absolues sur les masses des squarks et des gluinos peuvent être extraites. Pour l’hypothèse la plus conservative (σ_{\min}), ces limites sont $m_{\tilde{q}} > 375$ GeV et $m_{\tilde{g}} > 289$ GeV. Les limites attendues correspondantes sont de 366 GeV et 290 GeV respectivement. Le tableau 3.10 montre ces limites pour les trois hypothèses de section efficace du signal. Des limites en masse sont également obtenues pour le cas particulier où $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$. Pour l’hypothèse σ_{\min} , des squarks et des gluinos de masses inférieures à 383 GeV sont exclus (379 GeV pour la limite attendue). La limite observée est de 402 GeV pour σ_{nom} et de 422 GeV pour σ_{max} . Les limites précédentes [39] (i.e. résultats en Annexe A) sont améliorées de ~ 50 GeV. Les résultats peuvent également être montrés dans l’espace des paramètres du modèle mSUGRA à l’échelle

Analyse “dijet”		
Coupure	Nombre d'événements observés	Efficacité sur le signal (%)
Préselection	85605	$36,2 \pm 0,7$
jet 1 : $CPF0 > 0,85$	74538	$36,0 \pm 0,7$
jet 2 : $CPF0 > 0,85$	69817	$35,3 \pm 0,7$
jet 1 : $E_T > 35 \text{ GeV}$	68653	$34,9 \pm 0,7$
jet 2 : $E_T > 35 \text{ GeV}$	47623	$34,2 \pm 0,7$
$\cancel{E}_T > 75 \text{ GeV}$	3271	$32,5 \pm 0,7$
$\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_1) > 90^\circ$	3206	$32,2 \pm 0,7$
$\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_2) > 50^\circ$	2592	$30,5 \pm 0,7$
$\Delta\phi_{\min}(\cancel{E}_T, \text{any jet}) > 40^\circ$	2023	$24,2 \pm 0,7$
Veto EM	1699	$19,2 \pm 0,6$
Veto Muon	1166	$16,0 \pm 0,6$
$H_T > 325 \text{ GeV}$	61	$12,2 \pm 0,5$
$\cancel{E}_T > 225 \text{ GeV}$	5	$7,1 \pm 0,4$
Analyse “3-jets”		
Coupure	Nombre d'événements observés	Efficacité sur le signal (%)
Preselection+Njet ≥ 3	68347	$37,8 \pm 0,7$
jet 3 : $ \eta_{\text{det}} < 2,5$	63644	$37,2 \pm 0,7$
jet 1 : $CPF0 > 0,85$	57940	$37,0 \pm 0,7$
jet 2 : $CPF0 > 0,85$	54887	$36,0 \pm 0,7$
jet 1 : $E_T > 35 \text{ GeV}$	54486	$35,5 \pm 0,7$
jet 2 : $E_T > 35 \text{ GeV}$	46143	$35,1 \pm 0,7$
jet 3 : $E_T > 35 \text{ GeV}$	23505	$24,3 \pm 0,6$
$\cancel{E}_T > 75 \text{ GeV}$	1132	$21,8 \pm 0,6$
$\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_1) > 90^\circ$	1069	$21,3 \pm 0,6$
$\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_2) > 50^\circ$	660	$18,2 \pm 0,6$
Veto EM	568	$15,9 \pm 0,5$
Veto Muon	464	$14,8 \pm 0,5$
$H_T > 400 \text{ GeV}$	37	$9,9 \pm 0,4$
$\cancel{E}_T > 150 \text{ GeV}$	6	$6,7 \pm 0,4$
Analyse “gluino”		
Coupure	Nombre d'événements observés	Efficacité sur le signal (%)
Preselection+Njet ≥ 4	48973	$37,7 \pm 0,7$
jet 3 : $ \eta_{\text{det}} < 2,5$	45645	$37,6 \pm 0,7$
jet 4 : $ \eta_{\text{det}} < 2,5$	40290	$37,4 \pm 0,7$
jet 1 : $CPF0 > 0,85$	36473	$37,0 \pm 0,7$
jet 2 : $CPF0 > 0,85$	34310	$36,1 \pm 0,7$
jet 1 : $E_T > 35 \text{ GeV}$	34092	$35,7 \pm 0,7$
jet 2 : $E_T > 35 \text{ GeV}$	29584	$35,5 \pm 0,7$
jet 3 : $E_T > 35 \text{ GeV}$	16444	$31,0 \pm 0,7$
jet 4 : $E_T > 20 \text{ GeV}$	10240	$27,6 \pm 0,7$
$\cancel{E}_T > 75 \text{ GeV}$	536	$17,9 \pm 0,6$
$\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_1) > 90^\circ$	497	$16,5 \pm 0,6$
$\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_2) > 50^\circ$	312	$13,1 \pm 0,5$
Veto EM	267	$11,4 \pm 0,5$
Veto Muon	218	$10,6 \pm 0,5$
$H_T > 300 \text{ GeV}$	89	$6,8 \pm 0,4$
$\cancel{E}_T > 100 \text{ GeV}$	34	$5,7 \pm 0,4$

TAB. 3.3 – Nombres d'événements observés et efficacités sur le signal après chaque coupure des 3 analyses. Les signaux utilisés sont $(m_0, m_{1/2}) = (25, 165) \text{ GeV}$, $(m_0, m_{1/2}) = (500, 100) \text{ GeV}$ et $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}} = 380 \text{ GeV}$ pour les analyses “dijet”, “3-jets” et “gluino” respectivement ($\tan\beta = 3$, $A_0 = 0$, $\mu < 0$). Les incertitudes sur le signal sont uniquement statistiques.

Processus	Nombre d'événements
$t\bar{t}$	$1,312 \pm 0,006$
$Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{jets}$	$2,4 \pm 0,8$
$W \rightarrow l\nu + \text{jets}$	$3,4 \pm 0,3$
WW, WZ, ZZ	$0,295 \pm 0,005$
single-top	$0,03723 \pm 0,00003$
$Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^- + \text{jets}$	$0,058 \pm 0,003$
Back. total	$7,5 \pm 1,1$ (stat.) $^{+1,3}_{-1,0}$ (syst.)
Données	5

TAB. 3.4 – Nombre d'événements attendus et sélectionnés par l'analyse "dijet". Les incertitudes pour chaque processus du modèle standard sont seulement statistiques.

Processus	Nombre d'événements
$t\bar{t}$	$3,12 \pm 0,01$
$Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{jets}$	$0,59 \pm 0,02$
$W \rightarrow l\nu + \text{jets}$	$2,1 \pm 0,1$
WW, WZ, ZZ	$0,131 \pm 0,003$
single-top	$0,04034 \pm 0,00005$
$Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^- + \text{jets}$	$0,080 \pm 0,004$
Back. total	$6,1 \pm 0,4$ (stat.) $^{+1,3}_{-1,2}$ (syst.)
Données	6

TAB. 3.5 – Nombre d'événements attendus et sélectionnés par l'analyse "3-jets". Les incertitudes pour chaque processus du modèle standard sont seulement statistiques.

Processus	Nombre d'événements
$t\bar{t}$	$21,0 \pm 0,1$
$Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{jets}$	$2,36 \pm 0,07$
$W \rightarrow l\nu + \text{jets}$	$8,6 \pm 0,4$
WW, WZ, ZZ	$0,470 \pm 0,009$
single-top	$0,1911 \pm 0,0005$
$Z/\gamma^* \rightarrow l^+l^- + \text{jets}$	$0,75 \pm 0,04$
Back. total	$33,4 \pm 0,8$ (stat.) $^{+5,6}_{-4,9}$ (syst.)
Données	34

TAB. 3.6 – Nombre d'événements attendus et sélectionnés par l'analyse "gluino". Les incertitudes pour chaque processus du modèle standard sont seulement statistiques.

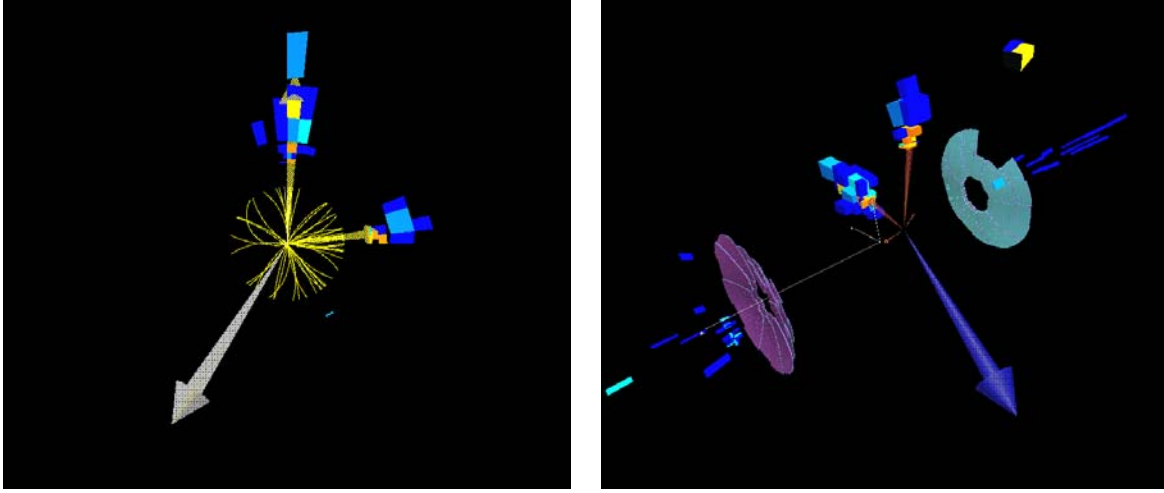


FIG. 3.8 – Visualisation 2D (plan x-y) à gauche et 3D à droite du candidat de plus grande énergie transverse manquante sélectionné par l'analyse “dijet”. Les propriétés cinématiques de cet événement sont données dans le tableau 3.9. Les flèches pointant vers des clusters dans le calorimètre correspondent à des jets reconstruits ; la flèche isolée correspond à \cancel{E}_T .

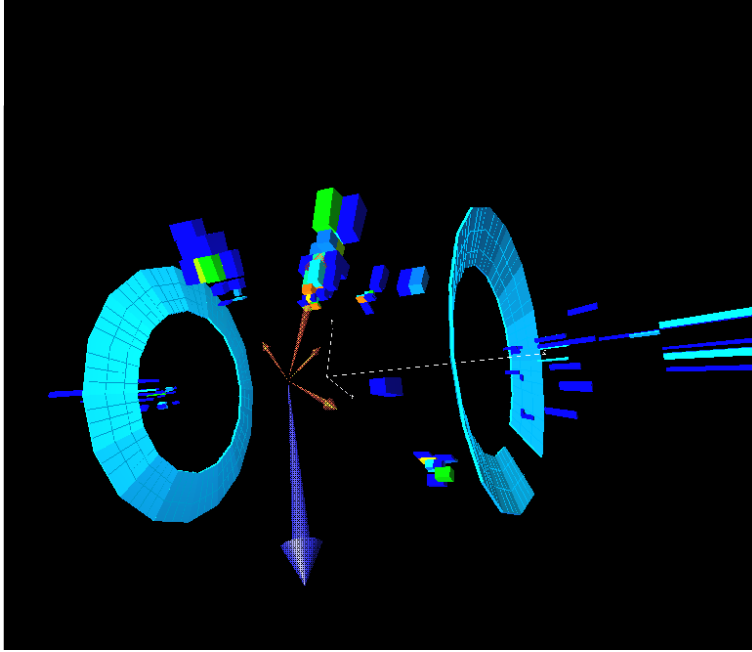


FIG. 3.9 – Visualisation 3D du candidat de plus grande énergie transverse manquante sélectionné par les analyses “3-jets” et “gluino”. Les propriétés cinématiques de cet événement sont données dans le tableau 3.9. Les flèches pointant vers des clusters dans le calorimètre correspondent à des jets reconstruits ; la flèche isolée correspond à \cancel{E}_T .

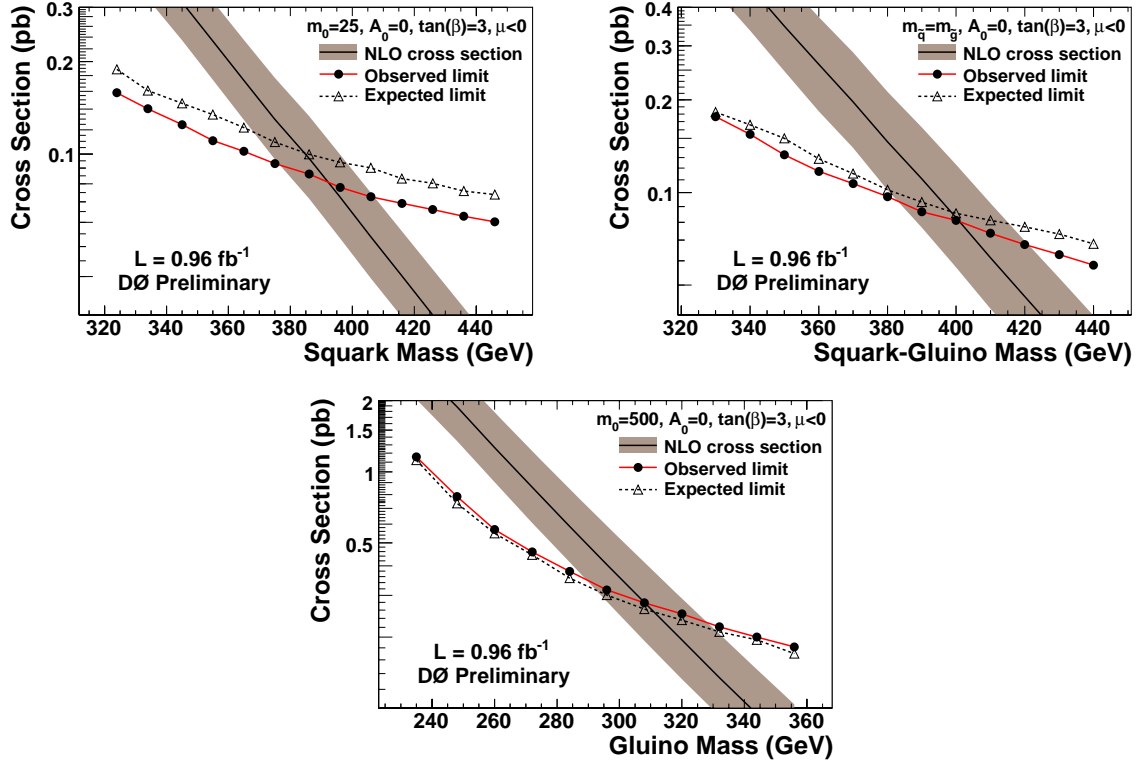


FIG. 3.10 – Pour $\tan\beta = 3$, $A_0 = 0$ et $\mu < 0$, limites supérieures à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production de paires de squarks et de gluinos en fonction de la masse du gluino pour $m_0 = 25 \text{ GeV}$ (en haut à gauche), $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$ (en haut à droite) et $m_0 = 500 \text{ GeV}$ (en bas). Les limite observées (ligne rouge et ronds) et attendues (lignes pointillées noires et triangles) sont indiquées, ainsi que la section efficace nominale avec l'incertitude due aux PDF et au choix de $\mu_{r,f}$ (bande sombre).

Analyse	$(m_0, m_{1/2})$ GeV	$(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}})$ GeV	σ pb	$\epsilon_{\text{sig.}}$ %
“dijet”	(25,165)	(416,375)	$0,13^{+0,05}_{-0,03}$	$7,1 \pm 0,4$ (stat.) $^{+1,0}_{-0,9}$ (syst.)
“3-jets”	(188,145)	(380,380)	$0,15^{+0,07}_{-0,04}$	$6,7 \pm 0,4$ (stat.) $^{+1,1}_{-1,0}$ (syst.)
“gluino”	(500,100)	(296,542)	$0,41^{+0,19}_{-0,12}$	$5,7 \pm 0,4$ (stat.) $^{+0,8}_{-0,7}$ (syst.)

TAB. 3.7 – Pour chaque analyse, information sur le point de signal utilisé pour l’optimisation des coupures finales (avec $\tan\beta = 3$, $A_0 = 0$, $\mu < 0$) : m_0 , $m_{1/2}$, $m_{\tilde{g}}$, $m_{\tilde{q}}$, section efficace NLO nominale et efficacité de sélection. L’incertitude sur la section efficace correspond aux effets de PDF et de variation de μ_{Tr} par un facteur deux.

Analyse	“dijet”	“3-jets”	“gluino”	Données	Back. Total
“dijet”	oui	-	-	5	$7,5 \pm 1,1$ (stat.) $^{+1,3}_{-1,02}$ (syst.)
“3-jets”	-	oui	-	6	$6,1 \pm 0,4$ (stat.) $^{+1,3}_{-1,16}$ (syst.)
“gluino”	-	-	oui	34	$33,4 \pm 0,8$ (stat.) $^{+5,6}_{-4,92}$ (syst.)
combinaison 1	oui	non	non	5	$6,1 \pm 1,0$ (stat.) $^{+1,2}_{-0,7}$ (syst.)
combinaison 2	non	oui	non	1	$1,1 \pm 0,1$ (stat.) $^{+0,2}_{-0,2}$ (syst.)
combinaison 3	non	non	oui	29	$27,8 \pm 0,7$ (stat.) $^{+4,4}_{-3,8}$ (syst.)
combinaison 4	oui	oui	non	0	$0,2 \pm 0,1$ (stat.) $^{+0,02}_{-0,1}$ (syst.)
combinaison 5	oui	non	oui	0	$0,8 \pm 0,1$ (stat.) $^{+0,1}_{-0,2}$ (syst.)
combinaison 6	non	oui	oui	5	$4,4 \pm 0,3$ (stat.) $^{+1,0}_{-0,8}$ (syst.)
combinaison 7	oui	oui	oui	0	$0,4 \pm 0,1$ (stat.) $^{+0,1}_{-0,1}$ (syst.)
“OU” global	-			40	$40,8 \pm 1,3$ (stat.) $^{+6,9}_{-5,9}$ (syst.)

TAB. 3.8 – Définition des combinaisons des analyses, nombre d’événements observés dans les données et attendus pour les processus de fonds du modèle standard (“-” veut dire non-considéré, “non” veut dire veto).

de grande unification. La figure 3.12 à droite montre les régions exclues dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ toujours pour $\tan\beta = 3$, $A_0 = 0$, $\mu < 0$. Les limites indirectes de LEP2 provenant des recherches de charginos et de sleptons [65] sont améliorées pour des valeurs de m_0 comprises entre 75 et 250 GeV et pour des valeurs de $m_{1/2}$ comprises entre 125 et 165 GeV.

Récemment, l’expérience CDF a rendu public une mise à jour de l’analyse de recherche des squarks et des gluinos utilisant $1,4 \text{ fb}^{-1}$ de données enregistrées lors du Run IIa et du Run IIb du Tevatron [66]. Il y a plusieurs différence entre les analyses de DØ et CDF. Tout d’abord, la valeur de $\tan\beta$ utilisée par CDF est de 5 (3 pour DØ). De plus, CDF utilise le programme ISASUSY [67], alors que l’analyse de DØ utilise SUSPECT 2.3 [53] et SDECAY 1.1A [55]. Ces deux différences ont cependant un effet très faible sur le spectre de masse des particules supersymétriques. Dans l’analyse de DØ, l’incertitude systématique due aux effets d’ISR et de FSR sur l’acceptance du signal n’ont été étudié que très récemment. Les paramètres de PYTHIA contrôlant les échelles QCD (Λ_{QCD}) et les virtualités maximales permises (Q_{max}^2) utilisées dans la simulation de la fragmentation et hadronisation des partons ont été variés selon les recommandations disponibles en [68]. L’incertitude systématique due aux ISR/FSR sur l’efficacité de détection des signaux ainsi déterminée est de 6%. Il a été vérifié que cette incertitude est suffisamment petite comparée aux autres et qu’elle ne modifie pas les limites présentées jusqu’ici par DØ. Afin de comparer de manière consistante les résultats de DØ et CDF, cette incertitude due aux ISR/FSR est incluse par la suite. La différence principale entre les analyses de DØ et CDF réside dans le calcul de limites final. CDF utilise dans le calcul de CL_s l’incertitude sur la section efficace du signal due aux choix de PDF et de μ_{rf} . Cette procédure est moins conservative que celle

Candidat dijet acoplanaires			
		η	ϕ
\cancel{E}_T	368		4.10
H_T	489		
E_T jet 1	282	-0.18	1.52
E_T jet 2	174	-0.37	0.12
E_T jet 3	32.5	-0.99	6.17
Candidat multijets			
		η	ϕ
\cancel{E}_T	321		4.73
H_T	464		
E_T jet 1	254	0.05	1.52
E_T jet 2	76.8	-0.38	0.12
E_T jet 3	67.2	1.30	4.67
E_T jet 4	66.2	0.67	1.35

TAB. 3.9 – Propriétés cinématiques des deux candidats de plus grande énergie transverse manquante sélectionnés par l’analyse “dijet” et les analyses “3-jets” et “gluino” ; Energie et impulsion en GeV et angles en radians.

Hypothèse	Masse des gluinos	Masse des squarks
σ_{\min}	289 (290)	375 (366)
σ_{nom}	309 (311)	391 (384)
σ_{\max}	329 (332)	405 (397)

TAB. 3.10 – Limites inférieures à 95% de niveau de confiance sur les masses de squarks et de gluinos (en GeV) en fonction de l’hypothèse sur la section efficace du signal. Les nombres entre parenthèses correspondent aux limites attendues. Ces limites sont valides pour $\tan\beta = 3$, $A_0 = 0$ et $\mu < 0$.

adoptée par $D\bar{O}$ pour l’hypothèse σ_{\min} . La figure 3.12 montre la comparaison entre les régions exclues par CDF et $D\bar{O}$ dans le plan $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}})$ en utilisant dans les deux cas la prescription de CDF pour le calcul des limites. Le tableau 3.11 montre les limites inférieures sur les masses de squarks et de gluinos correspondantes.

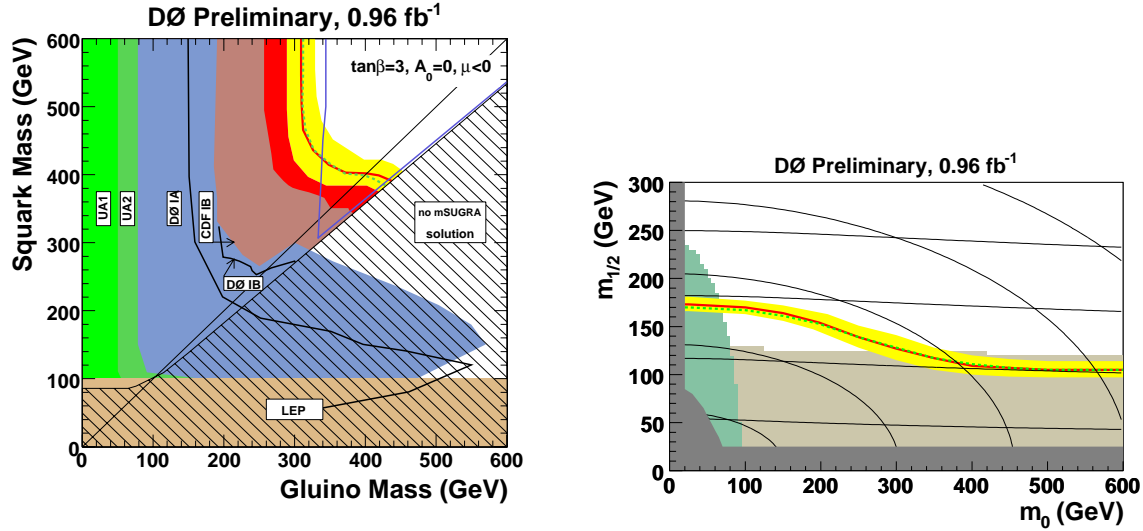


FIG. 3.11 – Dans les plan $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}})$ (à gauche) et $(m_0, m_{1/2})$ (à droite), régions exclues à 95% de niveau de confiance dans le modèle mSUGRA pour $\tan\beta = 3$, $A_0 = 0$ et $\mu < 0$. La ligne rouge délimite la région exclue pour l'hypothèse σ_{nom} . La limite attendue correspondante est indiquée par la ligne verte pointillée. La bande jaune montre l'effet des incertitudes dues aux PDF et à la variation de μ_{rf} par un facteur deux. Dans le plan $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}})$: le résultat de DØ au Run IIa obtenu avec 310 pb^{-1} pour l'hypothèse σ_{min} correspond à la région marron ; les régions exclues par les expériences précédentes en collisionneur de hadrons sont également indiquées [60, 61, 62, 63, 64] ; il n'y a pas de solution mSUGRA dans la région noire hachurée ; les deux lignes bleues montrent les limites indirectes provenant des recherches de charginos et de sleptons à LEP2 [65]. Dans le plan $(m_0, m_{1/2})$: Il n'y a pas de solution mSUGRA dans la région grise foncée ; les deux régions beige et verte montrent respectivement les limites indirectes provenant des recherches de charginos et de sleptons à LEP2 [65] ; Les lignes noires et fines presque horizontales sont les courbes d'iso-masse de gluinos (150, 300, 450 et 600 GeV) ; les autres sont les courbes d'iso-masse de squarks (150, 300, 450, 600 et 750 GeV).

	Masses des gluinos	Masses des squarks	$m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$
DØ(0,96 fb ⁻¹)	302 (303)	385 (375)	392 (388)
CDF (1,4 fb ⁻¹)	276 (276)	375 (374)	380 (384)

TAB. 3.11 – Comparaison entre les limites inférieures à 95% de niveau de confiance sur les masses des squarks et des gluinos (en GeV) obtenues par DØ et CDF au Run II. Les limites pour le cas particulier $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$ sont également indiquées. Les incertitudes dues au choix des PDF et de μ_{rf} sont incluses dans le calcul des limites dans les deux cas. Ces limites sont valides pour les paramètres mSUGRA $\tan\beta = 3$, $A_0 = 0$, $\mu < 0$ pour DØ, et $\tan\beta = 5$, $A_0 = 0$, $\mu < 0$ pour CDF.

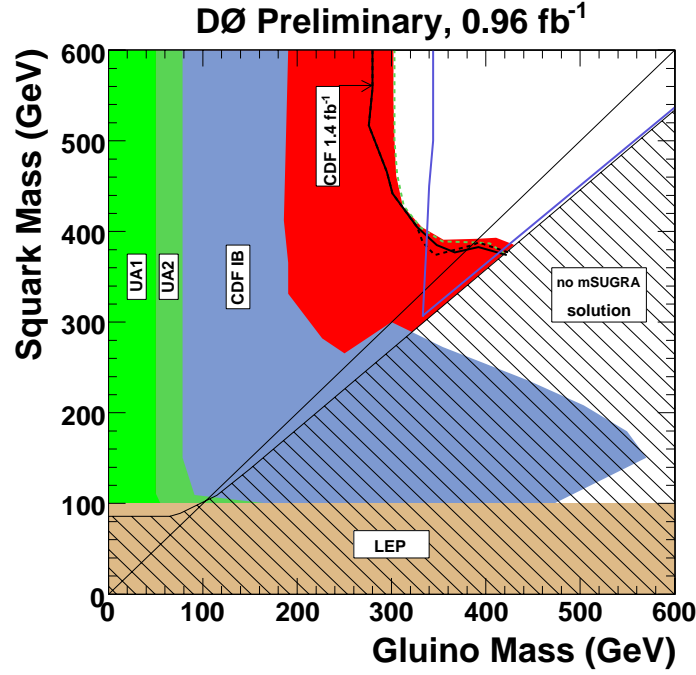


FIG. 3.12 – Comparaison entre les régions exclues à 95% de niveau de confiance par $D\bar{O}$ et CDF [66] dans le plan $(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}})$. L'incertitude sur la section efficace du signal due aux choix de PDF et de μ_{rf} est incluse dans le calcul des limites. La région rouge est exclue par $D\bar{O}$. La limite attendue correspondante est indiquée par la ligne verte pointillée. Les lignes noires et noires pointillées sont respectivement les limites observées et attendues par CDF. Ces limites sont valides pour les paramètres mSUGRA $\tan\beta = 3$, $A_0 = 0$ et $\mu < 0$ pour $D\bar{O}$ et $\tan\beta = 5$, $A_0 = 0$, $\mu < 0$ pour CDF.

3.3 Autres recherches

3.3.1 Recherche des squarks dans le canal jets+ $\tau(s)+\cancel{E}_T$

Le choix des paramètres mSUGRA $\tan\beta = 3$, $A_0 = 0$ et $\mu < 0$ utilisés jusqu'ici a été effectué afin de comparer directement les résultats avec ceux des expériences précédentes. Les masses des squarks et des gluinos et les sections efficaces de production de paires de ces particules est relativement stable en fonction du choix de ces paramètres. Par contre, les masses des jauginos et des sleptons peuvent varier de manière significative modifiant ainsi les cascades de désintégration des squarks et des gluinos et le rapport d'embranchement vers un état final jets+ \cancel{E}_T .

A grand m_0 où la production de paires de gluino est le processus le plus important, un grand mélange dans le secteur des squarks de troisième génération peut donner un rapport d'embranchement de 100% pour les canaux de désintégration $\tilde{g} \rightarrow b_1 b$ ou $\tilde{g} \rightarrow t_1 t$. Le canal $\tilde{g} \rightarrow b_1 b$ suivi de la désintégration $b_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$ a été recherché par CDF et DØ en signant la présence de quarks b dans l'état final [69, 70] et des limites ont été obtenues dans le plan $(m_{\tilde{g}}, m_{b_1})$.

A faible m_0 , la situation est plus compliquée. De manière générale, il n'est pas possible de favoriser des états finaux avec des électrons et des muons par rapport à un état final avec des taus sans briser l'universalité des masses des scalaires du modèle mSUGRA. Les taus se désintégrant de manière hadronique sont reconstruits comme des jets. Dans les analyses décrites précédemment, l'absence de veto sur ces taus (comme la coupure sur une trace isolée de l'analyse de recherche de leptoquarks décrite par la suite) permet de garder une sensibilité importante aux états finaux jets+ $\tau(s)+\cancel{E}_T$. Cependant, un fort mélange dans le secteur des staus peut privilégier très fortement des états finaux avec des taus. Ce genre de situation peut apparaître à faible m_0 lorsque le terme non diagonal de la matrice de masse des staus, $m_\tau \times (A_\tau - \mu \tan\beta)$, devient important et que la masse du stau le plus léger ($\tilde{\tau}_1$) devient inférieure à la masse du $\tilde{\chi}_1^\pm$ et du $\tilde{\chi}_2^0$. La figure 3.13 montre que le rapport d'embranchement de la désintégration $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau \tilde{\chi}_1^0$ pour $\tan\beta = 15$, $A_0 = -2m_0$ et $\mu < 0$ est proche de 100% dans une partie importante du plan $(m_0, m_{1/2})$. C'est ce jeu de paramètres mSUGRA qui est utilisé par la suite.

Les données enregistrées par DØ lors du Run IIa, soit $0,96 \text{ fb}^{-1}$, ont été analysées pour rechercher la production de paires de squarks se désintégrant vers un état final jets+ $\tau(s)+\cancel{E}_T$ [71]. A faible m_0 , le processus ayant la plus grande section efficace est $p\bar{p} \rightarrow q\bar{q}$. Un \tilde{q}_R est produit avec un \tilde{q}_L . Le rapport d'embranchement $\tilde{q}_R \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$ est toujours très proche de 100%. Par contre, un \tilde{q}_L se désintègre via un $\tilde{\chi}_1^\pm$ ou un $\tilde{\chi}_2^0$ dans $\sim 2/3$ et $\sim 1/3$ des cas respectivement. La figure 3.14 montre les diagrammes de production de squarks et leurs désintégrations via un $\tilde{\chi}_1^\pm$ ou un $\tilde{\chi}_2^0$, suivies d'une désintégration via un

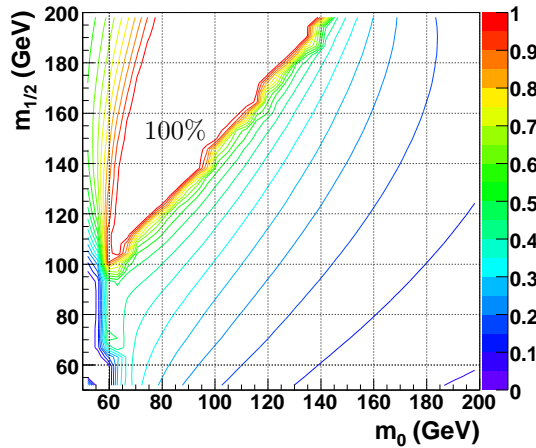


FIG. 3.13 – $\text{BR}(\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau \tilde{\chi}_1^0)$ dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ pour $\tan\beta = 15$, $A_0 = -2m_0$ et $\mu < 0$.

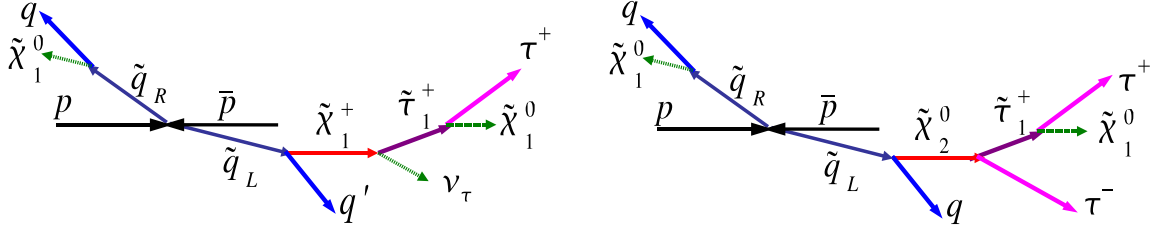


FIG. 3.14 – Schéma de la production de paires de squarks et de leurs désintégrations via un $\tilde{\chi}_1^\pm$ (à gauche) ou un $\tilde{\chi}_2^0$ (à droite) conduisant à un état final jets+ τ (s)+ \cancel{E}_T .

$\tilde{\tau}_1$ conduisant à des état finaux contenant un ou deux taus.

Deux analyses ont été développées pour analyser séparément les événements satisfaisant les conditions de déclenchement dijet acoplanaires et multijets. Hormis les coupures finales sur H_T et \cancel{E}_T , les parties jets+ \cancel{E}_T de ces sélections sont quasiment identiques à celles des analyses “dijet” et “3-jets”. Les taus se désintégrant de manière hadronique sont ensuite identifiés dans DØ comme des jets fins isolés avec un faible nombre de traces associées [72]. L’identification est réalisée au final avec trois réseaux de neurones entraînés pour identifier trois catégories de désintégrations :

- type 1 : une seule trace non associée à un dépôt EM, signature de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \nu_\tau$;
- type 2 : une seule trace associée à un dépôt EM, signature de la désintégration $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$;
- type 3 : deux ou trois traces associées ou non à un dépôt EM, signature des désintégrations $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\mp \pi^\pm (\pi^0) \nu_\tau$.

Les événements doivent contenir au moins un tau avec $p_T > 15 \text{ GeV}$ et $|\eta_{\text{det}}| < 2.5$. Ce candidat tau doit également être bien isolé par rapport aux deux premiers jets. Comme pour la recherche générique de squarks et de gluinos, la sélection finale est obtenue après optimisation des coupures en \cancel{E}_T et en H_T (calculée ici à partir des deux premiers jets et du candidat tau). En combinant les deux analyses et les trois types de désintégration des taus, deux événements sont observés alors que la simulation MC de la contribution des fonds MS est de $1,68 \pm 0,24$ (stat.) $^{+0,55}_{-0,31}$ (syst.). Comme attendu, les fonds principaux sont $t\bar{t} \rightarrow b\bar{q}q\bar{b}\tau\nu_\tau$ et $(W \rightarrow \tau\nu_\tau) + \text{jets}$. La figure 3.15 montre la région exclue à 95% de niveau de confiance dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ pour $\tan\beta = 15$, $A_0 = -2m_0$ et $\mu < 0$. Cette région est volontairement restreinte à la partie où le rapport d’embranchement vers un état final jets+ τ (s)+ \cancel{E}_T est supérieur à 90%. La plus haute masse de squark exclue est de 366 GeV.

Grâce à une bonne identification des taus dans un environnement multijets, cette recherche de nouvelles physique dans l’état final jets+ τ (s)+ \cancel{E}_T fournit un canal complémentaire aux recherches génériques de squarks et de gluinos, mais aussi aux analyses de recherches d’événements tri-leptons [35]. Dans ce dernier cas, si la différence de masse entre les $\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0$ et le $\tilde{\tau}_1$ est faible, l’énergie d’un des trois leptons issu de la désintégration du processus $p\bar{p} \rightarrow \tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ est trop petite pour qu’il soit identifié compromettant ainsi la signature tri-leptons. Moyennant le fait que les squarks soient accessibles, l’analyse présentée dans cette partie reste sensible à ce type de signal.

3.3.2 Recherche des leptoquarks de première génération

Les leptoquarks (LQ) sont prédits par de nombreux modèles d’extension du modèle standard [73]. Ces particules sont des nouveaux bosons scalaires ou vecteurs dont les nombres quantiques sont ceux d’un système lepton-quark. Les leptoquarks se désintègrent en un quark et un lepton chargé avec un rapport d’embranchement β et en un quark et un neutrino avec un rapport d’embranchement $(1 - \beta)$. Au Tevatron, les leptoquarks seraient produits par paires par annihilation de quarks et fusion de gluons. Dans le cas des leptoquarks scalaires de première génération et pour $\beta = 0$, la production de ces particules est à rechercher dans la topologie dijet acoplanaires avec de l’énergie transverse manquante provenant des deux neutrinos. La production de paires de LQ scalaires a été recherchée dans 310 pb $^{-1}$ de données enregistrées par DØ lors du Run IIa. Les résultats complets de cette analyse sont disponibles en annexe B. Cette analyse est également sensible aux leptoquarks de deuxième et

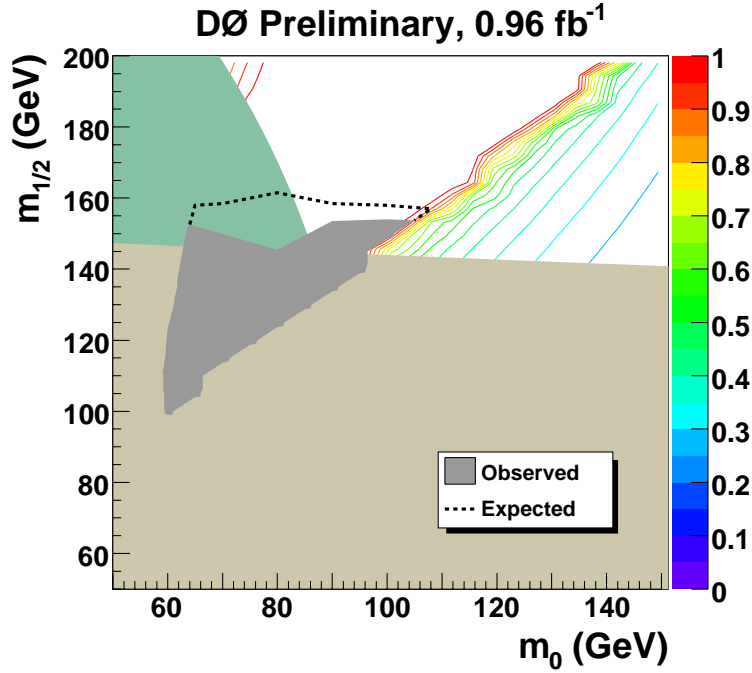


FIG. 3.15 – Limites observées et attendues à 95% de niveau de confiance dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ pour $\tan \beta = 15$, $A_0 = -2m_0$ et $\mu < 0$. Les deux régions beige et verte montrent respectivement les limites indirectes provenant des recherches de charginos et de sleptons à LEP2 [65] ;

troisième génération pour $\beta = 0$. Pour cette dernière génération, une analyse dédiée a été effectuée par DØ avec identification des jets de quarks b [74].

Cette analyse de recherche des leptoquarks de première génération est très proche de l'analyse "dijet" effectuée sur le même lot de données (c.f. Annexe A). Les différences principales sont inhérentes à la différence entre les signaux de production de paires de squarks et de leptoquarks. Tout d'abord, le signal recherché contient uniquement deux partons provenant des LQ, alors que des cascades dans les désintégrations des squarks via des charginos ou neutralinos peuvent augmenter cette multiplicité. A la différence de l'analyse "dijet" qui demande au moins deux jets, l'analyse leptoquarks est donc restreinte aux événements contenant exactement deux jets. Ensuite, l'énergie transverse manquante des événements correspondant à la production de LQ scalaires est beaucoup plus petite que celle dans des événements provenant de la production de paires de squarks. Ceci vient du fait que la section efficace de production de paires de LQ scalaires est beaucoup plus petite que celle de production de paires de squarks. La masse maximale des LQ scalaires accessibles au Tevatron avec cette luminosité est donc de l'ordre de 140 GeV.

Les coupures de sélection de cette analyse sont résumé dans le tableau 1 de l'annexe B et sont donc très proches de celles de l'analyse "dijet" (c.f. tableau 1 de l'annexe A). L'acceptance en $|\eta_{\text{det}}|$ des deux jets est $|\eta_{\text{det}}| < 1,5$ afin d'augmenter les efficacités du signal. Comme il a été mentionné, les événements doivent contenir exactement deux jets. Afin de réduire la contribution des processus $(W/Z) + jets$ avec un tau dans l'état final se désintégrant dans le mode hadronique, un veto est effectué sur la présence de traces isolées en plus des vetos sur la présence d'électrons et de muons. Pour cela, une trace avec $p_T > 5$ GeV est déclarée isolée si aucune trace avec $p_T > 0,5$ GeV n'est trouvée dans un cône de rayon interne de 0,1 et externe de 0,4 autour de la trace considérée. Les coupures d'isolation entre la direction de \cancel{E}_T et les jets ont été optimisées pour le signal LQ : $\Delta\phi_{\text{max}} - \Delta\phi_{\text{min}} < 120^\circ$ et $\Delta\phi_{\text{max}} + \Delta\phi_{\text{min}} < 280^\circ$, où $\Delta\phi_{\text{max}}$ et $\Delta\phi_{\text{min}}$ sont les angles azimuthaux maximal et minimal entre la

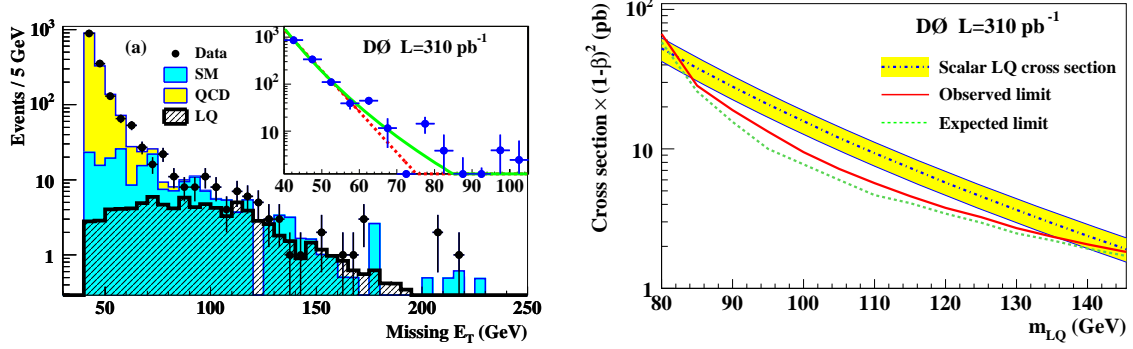


FIG. 3.16 – Analyse de recherche des leptoquarks scalaires de première génération : distribution de \cancel{E}_T toutes coupures faites sauf la coupure sur \cancel{E}_T (à gauche); limites à 95% de niveau de confiance sur la section efficace de production de paires de LQ scalaires multipliée par $(1 - \beta)^2$ (à droite).

direction de l' \cancel{E}_T et n'importe quel jet. Enfin, la coupure finale en énergie transverse manquante est $\cancel{E}_T > 80$ GeV.

Le nombre d'événements observés est de 86 alors que la contribution des fonds du MS est de $75, 2^{+10.1}_{-9.7}$ (stat.) $^{+10.7}_{-12.2}$ (syst.). La contribution du fond multijets QCD, estimée à partir d'ajustements de la distribution de l' \cancel{E}_T entre 40 et 60 GeV extrapolés au delà de la coupure finale $\cancel{E}_T > 80$ GeV est faible (3%). La figure 3.16 à gauche montre la distribution marginale de l'énergie transverse manquante et le résultat de ces ajustements. Aucun excès d'événements n'est observé dans cette analyse. La figure 3.16 à droite montre la section efficace exclue à 95% de niveau de confiance multipliée par $(1 - \beta)^2$. Pour $\beta = 0$, la limite inférieure observée est de 136 GeV sur la masse des LQ scalaires de premières génération. On notera que cette analyse n'est pas sensible aux masses inférieures à 85 GeV. Ce domaine est cependant exclus par les analyses précédentes de recherche de leptoquarks [75].

3.3.3 Extension à d'autres modèles

Les modèles “Little Higgs” (LH) [76] sont une nouvelle classe d'extensions du modèle standard à l'échelle du TeV (c.f. références [77] pour des revues complètes). Les mesures de précision du secteur électrofaible du modèle standard fournissent des contraintes importantes sur la version initiale du modèle LH. De manière très similaire à l'introduction de la R-parité dans les modèles supersymétriques, l'introduction d'une symétrie supplémentaire appelée T-parité [78] permet de satisfaire ces conditions. Ces modèles LH avec T-parité prédisent toute une variété de nouvelles particules avec des masses comprises entre 100 GeV et ~ 5 TeV. Aux fermions du MS avec une T-parité paire sont associés des partenaires avec une T-parité impaire. Les partenaires des quarks du MS sont des quarks T-impairs appelés TOQ's par la suite. De manière similaire, les bosons de jauge W, Z et γ du MS ont une T-parité paire alors que leurs partenaires \tilde{W}^a ($a = \pm, 3$) et \tilde{B} ont une T-parité impaire. Comme la LSP des modèles supersymétriques avec conservation de la R-parité, la particule avec une T-parité impaire la plus légère (LTP) est stable. Cette particule est le \tilde{B} et est souvent appelée le “photon lourd”. Comme le \tilde{B} interagit faiblement avec la matière, c'est un candidat potentiel pour la matière noire [79]. Une différence importante avec les modèles supersymétriques est que les particules du MS et leurs partenaires ont le même spin. On remarquera également l'absence de partenaires pour les gluons dans la version la plus simple du modèle LH avec T-parité [80]. C'est ce modèle qui est considéré par la suite.

Les TOQ's (\tilde{Q}_i) partenaires des quarks des deux premières générations ont une masse commune \tilde{M} . Au Tevatron, ils seraient produits par paires par annihilation de quarks et fusion de gluons. La désintégration directe de ces particules, $\tilde{Q}_i \rightarrow q_i \tilde{B}$, donne une signature $2j + \cancel{E}_T$ avec des jets acoplaires. Dans la publication en annexe C, la sensibilité de l'analyse “dijet” de recherche des squarks et des gluinos (Annexe A) et celle de l'analyse de recherche des leptoquarks de première génération

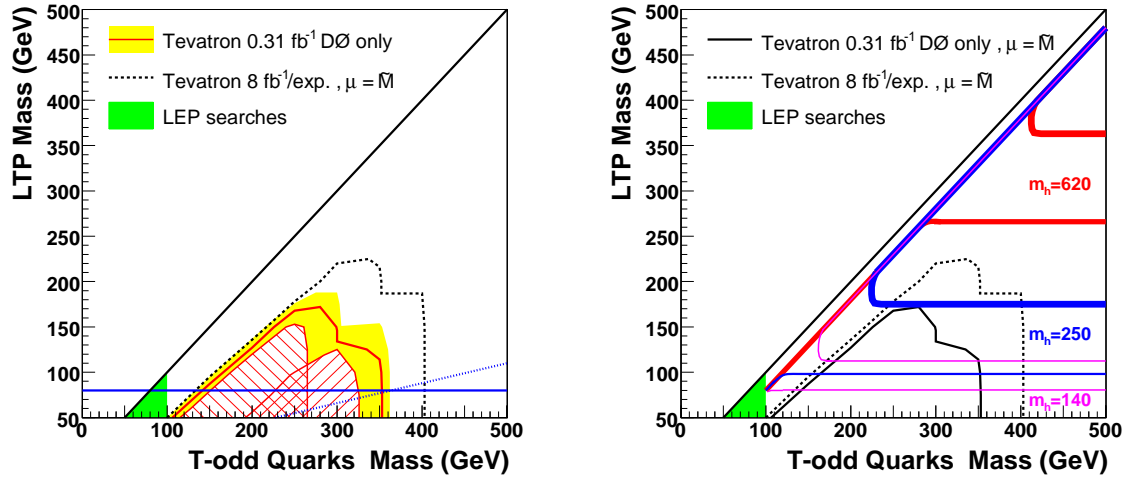


FIG. 3.17 – Exclusion attendue à 95% de niveau de confiance dans le plan $(\tilde{M}, M(\tilde{B}))$. A gauche : la ligne rouge montre l'exclusion attendue avec 310 pb^{-1} de données et la ligne pointillée noire montre une prospective à 8 fb^{-1} de données par expérience au Tevatron ; la bande jaune correspond à l'incertitude due au choix de μ_{rf} dans le calcul de la section efficace de production de paires de TOQ's ; les deux zones hachurées montre les sensibilités de l'analyse de recherche de leptoquarks (atteignant les plus basses valeurs de Δm) et de l'analyse "dijet" de recherche des squarks et des gluinos ; au dessus de la ligne marron, le rapport d'embranchement vers un état final composé de deux jets acoplanaires est de 100%. A droite : superposées aux exclusions attendues décrites ci-dessus se trouvent les bandes pour lesquelles la LTP fournit l'intégralité de la matière noire observée pour trois valeurs de masse de Higgs, 140, 250 et 620 GeV.

(Annexe B) à ce type de signaux ont été évaluées. Les coupures de ces deux analyses ont été appliquées sur des signaux simulés dans le plan $(\tilde{M}, M_{\tilde{B}})$ afin de déterminer les efficacités sur le signal. Ces événements ne comportent aucune simulation de la réponse du détecteur. En utilisant la simulation MC des fonds standards, des limites attendues à 95% de niveau de confiance ont été obtenues dans le plan $(\tilde{M}, M_{\tilde{B}})$. La figure 3.17 à gauche montre les résultats de ces études. L'analyse de recherche des LQ permet de couvrir des valeurs relativement faibles de $\Delta M = \tilde{M} - M_{\tilde{B}}$. Du fait des plus grandes coupures en H_T et \cancel{E}_T , l'analyse "dijet" est moins sensible aux basses valeurs ΔM . Elle permet par contre d'atteindre des masses de TOQ's plus importantes. La figure 3.17 à droite montre les bandes dans le plan $(\tilde{M}, M_{\tilde{B}})$ où la LTP fournit l'intégralité de la matière noire en accord avec les mesures de WMAP [81]. Ces bandes sont données pour trois valeurs de masse du Higgs, 140, 250 et 620 GeV. Les données du Run II du Tevatron pourraient donc contraindre ce modèle dans une région intéressante d'un point de vue cosmologique.

Conclusion

A la fin du LEP en 2000, DØ était l'expérience naturelle pour poursuivre les recherches des squarks et des gluinos. J'ai eu l'opportunité de pouvoir rejoindre cette collaboration à une période charnière et de continuer ces analyses en collisionneur de hadrons.

L'expérience DØ a ainsi été le centre de mes activités de recherche durant ces six dernières années. Les deux premières ont été consacrées au développement de cartes processeurs pour le système de déclenchement de niveau 2. Je me suis ensuite intéressé à la compréhension des détecteurs et des données afin de pouvoir effectuer ces analyses de recherches de nouvelles particules. Une bonne mesure de l'énergie transverse manquante est un aspect essentiel. Je me suis donc intéressé à la reconstruction de cette quantité afin de caractériser les performances de DØ. En parallèle, les premières analyses de recherches de nouvelles physique dans les événements avec des jets et de l'énergie transverse manquante ont été développées. L'analyse principale de mes travaux est la recherche des squarks et des gluinos. Les données du Run IIa ont été analysées et des limites inférieures à 95% de niveau confiance ont été obtenues sur la masse de ces particules dans le modèle mSUGRA.

Le Tevatron reste, jusqu'au démarrage du LHC, le collisionneur de plus haute énergie dans le centre de masse. En 2009, la luminosité intégrée délivrée à chacune des expériences DØ et CDF devrait atteindre 6 à 8 fb⁻¹. Si toutes les analyses de recherche de nouvelles particules se sont révélées infructueuses jusqu'ici, il est important d'analyser toutes ces données dans toutes les topologies pour s'assurer qu'aucune déviation par rapport aux prédictions du modèle standard n'est observée.

Le démarrage du LHC permettra très prochainement de tester le modèle standard à des énergies encore jamais atteintes jusqu'ici. L'augmentation de l'énergie dans le centre de masse est si importante que les masses de squarks et de gluinos à la limite de sensibilité du Tevatron seront accessibles au LHC avec seulement quelques jours de prises de données. L'analyse des événements jets+ \cancel{E}_T nécessitent des détecteurs en parfait état de marche et une compréhension très précise de l'énergie transverse manquante et de l'échelle d'énergie des jets. L'expérience acquise en collisionneur hadronique auprès de l'expérience DØ devrait donc être un atout important pour contribuer au démarrage de l'expérience CMS.

Bibliographie

- [1] B. Hirosky *et al.*, “*L2 β Design Report*,” DØ note Number : 4617.
- [2] G. C. Blazey [DØ Collaboration], “*The DØ run II trigger*,” FERMILAB-CONF-97-395-E.
- [3] D. Edmunds *et al.*, “*Technical Design Report for the Level 2 Global Processor*,” DØ note Number : 3402.
- [4] DØ Collaboration, “*A Silicon Track Trigger for the DØ Experiment in Run II*,” DØ note Number : 3516.
- [5] D. Baden, R. Hirosky, and R. Schwienhorst, “*The D-Zero Level 2 Magic Bus*,” DØ Note Number : 4611
- [6] D. Baden, R. Bard, J. Giganti, and D. Toback, “*The Magic Bus Transceiver Card*,” TDR disponible sur : [http ://www-d0online.fnal.gov/www/groups/trigger/l2/cards/MBT/index.html](http://www-d0online.fnal.gov/www/groups/trigger/l2/cards/MBT/index.html)
- [7] Page web du projet de carte L2 α : [http ://hepalpha1.phy.uic.edu/l2alpha](http://hepalpha1.phy.uic.edu/l2alpha)
- [8] B. Lavigne, “*L2beta Firmware Documentation*,” DØ note Number : 4451.
- [9] Les résultats des tests de la carte L2 β sont disponibles sur la page web : [http ://d0.web.lal.in2p3.fr/l2beta.html](http://d0.web.lal.in2p3.fr/l2beta.html)
- [10] M. Abolins *et al.*, “*The run IIb trigger upgrade for the DØ experiment*,” IEEE Trans. Nucl. Sci. **51** (2004) 340.
- [11] DØ Collaboration, S. Abachi *et al.*, “*The DØ Detector*,” Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A 338** (1994) 185.
- [12] V. M. Abazov *et al.* [DØ Collaboration], “*The upgraded DØ detector*,” Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A 565** (2006) 463.
- [13] J.-R. Vlimant, U. Bassler, G. Bernardi, S. Trincas-Duvoid, “*Technical description of the T42 algorithm for the calorimeter noise suppression*,” DØ note Number : 4146; U. Bassler and G. Bernardi, “*Towards a Coherent Treatment of Calorimetric Energies : Missing Transverse Energy, Jets, E.M. Objects and the T42 Algorithm*,” DØ note Number : 4124; G. Bernardi, E. Busato and J.-R. Vlimant, “*Improvements from the T42 Algorithm on Calorimeter Objects Reconstruction*,” DØ note Number : 4335.
- [14] G. Bernardi and V. Zutshi, “*Hot Cells and Missing Transverse Energy in Run II*,” DØ note Number : 3986; G. Bernardi and S. Trincas-Duvoid, “*Improvement of the NADA Algorithm : Hot Cell Killing in DØ Run II Data*,” DØ note Number : 4057; S. Beauceron and G. Bernardi, “*Missing Et Studies on Zero and Minimum Bias Events*,” DØ note Number : 4119.
- [15] U. Bassler, “*Calorimeter Calibration : Online Calibration Procedures and Online/Offline Database Design*,” DØ note Number : 5316.
- [16] K. Peters, “*Precision calibration of the DØ HCAL in run II*,” AIP Conf. Proc. **867** (2006) 17.
- [17] M. Wetstein, J. Stark, and M. Verzocchi, “*Gain Calibration for the EM Calorimeter in Run II*,” DØ note Number : 5004.
- [18] J. Kvita and K. Peters, “*Run II Phi-Intercalibration of the Fine Hadronic Calorimeter*,” DØ note Number : 5005.
- [19] R. Wigmans, “*Calorimetry : Energy Measurement in Particle Physics*,” Clarendon, Oxford (2000).

- [20] M. Wetstein, J. Stark, and M. Verzocchi, “*Gain Calibration for the EM Calorimeter in Run II*,” DØ Note Number : 5004; K. Peters, “*Tau Energy Scale for 1-prong Hadronic Tau Decays*,” DØ Note Number : 5206;
- [21] M. Abolins *et al.*, “*Design and implementation of the new DØ level-1 calorimeter trigger*,” soumis à Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A**,
- [22] T. Millet, A. Duperrin, P. Verdier and S. Muanza, “*Jets and MET triggers for the New Phenomena group in the V14 and V15 trigger lists*,” DØ note Number : 5120.
- [23] S. Calvet, J. Stark, A. Duperrin, P. Verdier, T. Millet, B. Martin, and E. Kajfasz, “*l1cal2b_met_cert package and Level 1 missingEt triggers certification in Run IIb*,” DØ note Number : 5198.
- [24] G.C. Blazey *et al.*, in *Proceedings of the Workshop : “QCD and Weak Boson Physics in Run II*,” edited by U. Baur, R.K. Ellis, and D. Zeppenfeld (Fermilab, Batavia, IL, 2000), p.47; see Sec. 3.5 for details.
- [25] Page web décrivant la détermination de l’échelle d’énergie des jets dans DØ : http://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/public/plots_v7.1
- [26] S. Trincaz-Duvoid and P. Verdier, “*Missing ET Reconstruction in p17*,” DØ Note Number : 4474.
- [27] L. Duflot and V. Shary, “*Calorimeter Data Quality Monitoring*,” DØ Note Number : 4615.
- [28] L. Duflot, V. Shary, I. Torchiani, and R. Zitoun, “*cal_event_quality package*,” DØ Note Number : 4614.
- [29] A. Schwartzman and M. Narain, “*Probabilistic Primary Vertex Selection*,” DØ Note Number : 4042.
- [30] G. Arnison *et al.* [UA1 Collaboration], “*Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$ -GeV*,” Phys. Lett. **B 122** (1983) 103.
- [31] F. Abe *et al.* [CDF Collaboration], “*A Measurement of the W boson mass*,” Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 2243.
- [32] H. Haifeng *et al.*, “*Measurement of Missing Transverse Energy With the CMS Detector at the LHC*,” CMS Note Number : 2006/035.
- [33] Atlas Collaboration, “*ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 1*,” ATLAS-TDR-014 - CERN-LHCC-99-014.
- [34] S.-H. Ahn *et al.*, “*DØ Luminosity in Run 2 : Delivered*,” DØ Note Number : 3970.
- [35] DØ Collaboration contribution for the Fall 2006 conferences, “*Search for the Associated Production of Charginos and Neutralino in Final States with Two Electrons and an Additional Lepton*,” DØ Note Number : 5127.
- [36] S. P. Martin, “*A supersymmetry primer*,” arXiv :hep-ph/9709356.
- [37] P. Verdier, “*Recherche des squarks et des gluinos dans l’expérience DELPHI au LEP*,” IPN Lyon, Université Claude Bernard Lyon 1, LYCEN T 2001-22 Thèse de Doctorat.
- [38] DØ Collaboration, contribution for the winter 2004 conferences, “*Search for Squarks and Gluinos in the Jets + Missing E_T topology*,” DØ Note Number : 4380.
- [39] DØ Collaboration, V.M. Abazov *et al.*, “*Search for Squarks and Gluinos in Events with Jets and Missing Transverse Energy in pbarp Collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV*,” Phys. Lett. **B 638**, (2006) 119.
- [40] DØ Collaboration, contribution for the winter 2007 conferences, “*Search for squarks and gluinos in events with jets and missing transverse energy with the DO detector using 1fb^{-1} of RunIIa data*,” DØ Note Number : 5312.
- [41] H. E. Haber and G. L. Kane, “*The Search For Supersymmetry : Probing Physics Beyond The Standard Model*,” Phys. Rept. **117** (1985) 75.
- [42] H. P. Nilles, “*Supersymmetry, Supergravity And Particle Physics*,” Phys. Rept. **110** (1984) 1.
- [43] W. Beenakker, R. Hopker and M. Spira, “*PROSPINO : A program for the production of supersymmetric particles in next-to-leading order QCD*,” Nucl. Phys. **B 492** (1997) 51.

- [44] J. Pumplin *et al.*, “New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analysis,” JHEP **0207** (2002) 012; D. Stump *et al.*, “Inclusive jet production, parton distributions, and the search for new physics,” JHEP **0310** (2003) 046.
- [45] R. Brock *et al.* [CTEQ Collaboration], “Handbook of perturbative QCD : Version 1.0,” Rev. Mod. Phys. **67** (1995) 157.
- [46] T. Andeen *et al.*, FERMILAB-TM-2365-E (2006), in preparation.
- [47] M.L. Mangano *et al.*, “ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions,” JHEP **0307** (2003) 001.
- [48] T. Sjöstrand *et al.*, “High-energy physics event generation with PYTHIA 6.1,” Comput. Phys. Commun. **135** (2001) 238.
- [49] M. L. Mangano, M. Moretti, F. Piccinini and M. Treccani, “Matching matrix elements and shower evolution for top-quark production in hadronic collisions,” JHEP **0701** (2007) 013; S. Hoche *et al.*, “Matching parton showers and matrix elements,” arXiv :hep-ph/0602031.
- [50] A. Pukhov *et al.*, “CompHEP : A package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multi-particle phase space. User’s manual for version 33,” arXiv :hep-ph/9908288.
- [51] J. Campbell and K. Ellis, “MCFM - Monte Carlo for FeMtobarn processes”, [http ://mcfm.fnal.gov/](http://mcfm.fnal.gov/)
- [52] S. Muanza, “A Compilation of MCFM v5.1 Cross Sections”, DØ Note Number : 5300.
- [53] A. Djouadi, J. L. Kneur and G. Moultaka, “SuSpect : A Fortran code for the supersymmetric and Higgs particle spectrum in the MSSM,” Comput. Phys. Commun. **176** (2007) 426.
- [54] R. Brun and F. Carminati, CERN Program Library Long Writeup W5013, 1993 (unpublished).
- [55] M. Mühlleitner, A. Djouadi, and Y. Mambrini, “SDECAY : a Fortran code for the decays of the supersymmetric particles in the MSSM,” Comput. Phys. Commun. **168** (2005) 46.
- [56] A. Zabi *et al.*, “A Trigger for Jets and Missing E_T ”, DØ note Number : 4315.
- [57] A. Zabi, “Recherche de leptiquarks dans la topologie à jets et énergie transverse manquante avec le détecteur DØ au Tevatron,” thèse de doctorat université Paris VII - LAL Orsay.
- [58] T. Millet, A. Duperrin, P. Verdier and S. Muanza, “Jets and MET triggers for the New Phenomena group in the V14 and V15 trigger lists,” DØ note Number : 5120.
- [59] T. Junk, “Confidence level computation for combining searches with small statistics.,” Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A 434**, 435 (1999); A. Read, in “1st Workshop on Confidence Limits,” CERN Report No. CERN-2000-005, 2000.
- [60] DØ Collaboration, B. Abbott *et al.*, “Search for Squarks and Gluinos in Events Containing Jets and a Large Imbalance in Transverse Momentum,” Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 4937.
- [61] CDF Collaboration, T. Affolter *et al.*, “Search for Gluinos and Scalar Quarks in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8\text{ TeV}$ using the Missing Energy plus Multijets Signature,” Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 041801.
- [62] UA1 Collaboration, C. Albajar *et al.*, “Events With Large Missing Transverse Energy at the CERN Collider (Paper 3) : Mass Limits On Supersymmetric Particles,” Phys. Lett. **B 198** (1987) 261.
- [63] UA2 Collaboration, J. Alitti *et al.*, “A Search for Squark And Gluino Production at the CERN Anti-P P Collider,” Phys. Lett. **B 235** (1990) 363.
- [64] DØ Collaboration, S. Abachi *et al.*, “Search for squarks and gluinos in p anti-p collisions at $\sqrt{s} = 1.8\text{ TeV}$,” Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 618.
- [65] LEP SUSY Working Group for the ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL collaborations, [http ://lep-susy.web.cern.ch/lepsusy/](http://lep-susy.web.cern.ch/lepsusy/).
- [66] CDF Collaboration, “Search for Gluino and Squark Production in Multijets plus missing E_T Final States”, talk given by X. Portell at the EPS 2007 conference.
- [67] H. Baer, F. E. Paige, S. D. Protopopescu and X. Tata, “Simulating Supersymmetry With Isajet 7.0 / Isasusy 1.0,” arXiv :hep-ph/9305342.

- [68] P. Bartalini, R. Chierici, and A. de Roeck, “*Guidelines for the Estimation of Theoretical Uncertainties at the LHC*”, CMS-NOTE-2005-013.
- [69] A. Abulencia *et al.* [CDF Collaboration], “*A search for scalar bottom quarks from gluino decays in $\bar{p}p$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ -TeV*,” Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 171802.
- [70] T. Millet, “*Recherche de gluinos dans la topologie à jets de quarks b et énergie transverse manquante avec le détecteur DØ au Tevatron*,” thèse de doctorat université Lyon 1 - IPN Lyon.
- [71] DØ Collaboration contribution for the Summer 2007 conferences, “*Search for squark production in events with jets, hadronically decaying taus and missing transverse energy with the DØ detector at $\sqrt{s}=1.96$ TeV in the Run IIa data*,” DØ Note Number : 5468.
- [72] C. Galea [DØ Collaboration], “*Tau identification at DØ*,” Acta Phys. Polon. **B 38** (2007) 769.
- [73] J. C. Pati and A. Salam, “*Lepton Number As The Fourth Color*,” Phys. Rev. **D 10** (1974) 275 [Erratum-ibid. **D 11** (1975) 703]; H. Georgi and S. L. Glashow, “*Unity Of All Elementary Particle Forces*,” Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 438; B. Schrempp and F. Schrempp, “*Light Leptoquarks*,” Phys. Lett. **B 153** (1985) 101.
- [74] V. M. Abazov *et al.* [DØ Collaboration], “*Search for third-generation leptoquarks in p anti- p collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*,” Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 061801.
- [75] D. Acosta *et al.* [CDF Collaboration], “*Search for scalar leptoquark pairs decaying to $\nu\bar{\nu}q\bar{q}$ in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*,” Phys. Rev. **D 71** (2005) 112001 [Erratum-ibid. **D 71** (2005) 119901]; D.E. Acosta, S.K. Blessing, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 49 (1999) 389.
- [76] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz and A. E. Nelson, “*The littlest Higgs*,” JHEP **0207** (2002) 034
- [77] M. Perelstein, “*Little Higgs models and their phenomenology*,” Prog. Part. Nucl. Phys. **58** (2007) 247; J. Hubisz and P. Meade, “*Phenomenology of the littlest Higgs with T -parity*,” Phys. Rev. **D 71** (2005) 035016;
- [78] H. C. Cheng and I. Low, “*TeV symmetry and the little hierarchy problem*,” JHEP **0309** (2003) 051; H. C. Cheng and I. Low, “*Little hierarchy, little Higgses, and a little symmetry*,” JHEP **0408** (2004) 061.
- [79] A. Birkedal, A. Noble, M. Perelstein and A. Spray, “*Little Higgs dark matter*,” Phys. Rev. **D 74** (2006) 035002.
- [80] I. Low, “ *T parity and the littlest Higgs*,” JHEP **0410** (2004) 067.
- [81] D. N. Spergel *et al.* [WMAP Collaboration], “*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) three year results : Implications for cosmology*,” Astrophys. J. Suppl. **170** (2007) 377.

Annexe A

V. M. Abazov *et al.* [DØ Collaboration],
“Search for squarks and gluinos in events with jets and missing
transverse energy in p anti-p collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV,”
Phys. Lett. **B 638** (2006) 119.

Search for squarks and gluinos in events with jets and missing transverse energy in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}=1.96$ TeV

V.M. Abazov,³⁶ B. Abbott,⁷⁶ M. Abolins,⁶⁶ B.S. Acharya,²⁹ M. Adams,⁵² T. Adams,⁵⁰ M. Agelou,¹⁸ J.-L. Agram,¹⁹ S.H. Ahn,³¹ M. Ahsan,⁶⁰ G.D. Alexeev,³⁶ G. Alkhazov,⁴⁰ A. Alton,⁶⁵ G. Alverson,⁶⁴ G.A. Alves,² M. Anastasoie,³⁵ T. Andeen,⁵⁴ S. Anderson,⁴⁶ B. Andrieu,¹⁷ M.S. Anzelc,⁵⁴ Y. Arnoud,¹⁴ M. Arov,⁵³ A. Askew,⁵⁰ B. Åsman,⁴¹ A.C.S. Assis Jesus,³ O. Atramentov,⁵⁸ C. Autermann,²¹ C. Avila,⁸ C. Ay,²⁴ F. Badaud,¹³ A. Baden,⁶² L. Bagby,⁵³ B. Baldin,⁵¹ D.V. Bandurin,³⁶ P. Banerjee,²⁹ S. Banerjee,²⁹ E. Barberis,⁶⁴ P. Bargassa,⁸¹ P. Baringer,⁵⁹ C. Barnes,⁴⁴ J. Barreto,² J.F. Bartlett,⁵¹ U. Bassler,¹⁷ D. Bauer,⁴⁴ A. Bean,⁵⁹ M. Begalli,³ M. Begel,⁷² C. Belanger-Champagne,⁵ A. Bellavance,⁶⁸ J.A. Benitez,⁶⁶ S.B. Beri,²⁷ G. Bernardi,¹⁷ R. Bernhard,⁴² L. Berntzon,¹⁵ I. Bertram,⁴³ M. Besançon,¹⁸ R. Beuselinck,⁴⁴ V.A. Bezzubov,³⁹ P.C. Bhat,⁵¹ V. Bhatnagar,²⁷ M. Binder,²⁵ C. Biscarat,⁴³ K.M. Black,⁶³ I. Blackler,⁴⁴ G. Blazey,⁵³ F. Blekman,⁴⁴ S. Blessing,⁵⁰ D. Bloch,¹⁹ K. Bloom,⁶⁸ U. Blumenschein,²³ A. Boehnlein,⁵¹ O. Boeriu,⁵⁶ T.A. Bolton,⁶⁰ F. Borchering,⁵¹ G. Borissov,⁴³ K. Bos,³⁴ T. Bose,⁷⁸ A. Brandt,⁷⁹ R. Brock,⁶⁶ G. Brooijmans,⁷¹ A. Bross,⁵¹ D. Brown,⁷⁹ N.J. Buchanan,⁵⁰ D. Buchholz,⁵⁴ M. Buehler,⁸² V. Buescher,²³ S. Burdin,⁵¹ S. Burke,⁴⁶ T.H. Burnett,⁸³ E. Busato,¹⁷ C.P. Buszello,⁴⁴ J.M. Butler,⁶³ S. Calvet,¹⁵ J. Cammin,⁷² S. Caron,³⁴ W. Carvalho,³ B.C.K. Casey,⁷⁸ N.M. Cason,⁵⁶ H. Castilla-Valdez,³³ S. Chakrabarti,²⁹ D. Chakraborty,⁵³ K.M. Chan,⁷² A. Chandra,⁴⁹ D. Chapin,⁷⁸ F. Charles,¹⁹ E. Cheu,⁴⁶ F. Chevallier,¹⁴ D.K. Cho,⁶³ S. Choi,³² B. Choudhary,²⁸ L. Christofek,⁵⁹ D. Claes,⁶⁸ B. Clément,¹⁹ C. Clément,⁴¹ Y. Coadou,⁵ M. Cooke,⁸¹ W.E. Cooper,⁵¹ D. Coppage,⁵⁹ M. Corcoran,⁸¹ M.-C. Cousinou,¹⁵ B. Cox,⁴⁵ S. Crépe-Renaudin,¹⁴ D. Cutts,⁷⁸ M. Ćwiok,³⁰ H. da Motta,² A. Das,⁶³ M. Das,⁶¹ B. Davies,⁴³ G. Davies,⁴⁴ G.A. Davis,⁵⁴ K. De,⁷⁹ P. de Jong,³⁴ S.J. de Jong,³⁵ E. De La Cruz-Burelo,⁶⁵ C. De Oliveira Martins,³ J.D. Degenhardt,⁶⁵ F. Deliot,¹⁸ M. Demarteau,⁵¹ R. Demina,⁷² P. Demine,¹⁸ D. Denisov,⁵¹ S.P. Denisov,³⁹ S. Desai,⁷³ H.T. Diehl,⁵¹ M. Diesburg,⁵¹ M. Doidge,⁴³ A. Dominguez,⁶⁸ H. Dong,⁷³ L.V. Dudko,³⁸ L. Duflot,¹⁶ S.R. Dugad,²⁹ A. Duperrin,¹⁵ J. Dyer,⁶⁶ A. Dyshkant,⁵³ M. Eads,⁶⁸ D. Edmunds,⁶⁶ T. Edwards,⁴⁵ J. Ellison,⁴⁹ J. Elmsheuser,²⁵ V.D. Elvira,⁵¹ S. Eno,⁶² P. Ermolov,³⁸ J. Estrada,⁵¹ H. Evans,⁵⁵ A. Evdokimov,³⁷ V.N. Evdokimov,³⁹ S.N. Fatakia,⁶³ L. Felgioni,⁶³ A.V. Ferapontov,⁶⁰ T. Ferbel,⁷² F. Fiedler,²⁵ F. Filthaut,³⁵ W. Fisher,⁵¹ H.E. Fisk,⁵¹ I. Fleck,²³ M. Ford,⁴⁵ M. Fortner,⁵³ H. Fox,²³ S. Fu,⁵¹ S. Fuess,⁵¹ T. Gadfort,⁸³ C.F. Galea,³⁵ E. Gallas,⁵¹ E. Galyaev,⁵⁶ C. Garcia,⁷² A. Garcia-Bellido,⁸³ J. Gardner,⁵⁹ V. Gavrilov,³⁷ A. Gay,¹⁹ P. Gay,¹³ D. Gelé,¹⁹ R. Gelhaus,⁴⁹ C.E. Gerber,⁵² Y. Gershten,⁵⁰ D. Gillberg,⁵ G. Ginther,⁷² N. Gollub,⁴¹ B. Gómez,⁸ K. Gounder,⁵¹ A. Goussiou,⁵⁶ P.D. Grannis,⁷³ H. Greenlee,⁵¹ Z.D. Greenwood,⁶¹ E.M. Gregores,⁴ G. Grenier,²⁰ Ph. Gris,¹³ J.-F. Grivaz,¹⁶ S. Grünendahl,⁵¹ M.W. Grünewald,³⁰ F. Guo,⁷³ J. Guo,⁷³ G. Gutierrez,⁵¹ P. Gutierrez,⁷⁶ A. Haas,⁷¹ N.J. Hadley,⁶² P. Haefner,²⁵ S. Hagopian,⁵⁰ J. Haley,⁶⁹ I. Hall,⁷⁶ R.E. Hall,⁴⁸ L. Han,⁷ K. Hanagaki,⁵¹ K. Harder,⁶⁰ A. Harel,⁷² R. Harrington,⁶⁴ J.M. Hauptman,⁵⁸ R. Hauser,⁶⁶ J. Hays,⁵⁴ T. Hebbeker,²¹ D. Hedin,⁵³ J.G. Hegeman,³⁴ J.M. Heinmiller,⁵² A.P. Heinson,⁴⁹ U. Heintz,⁶³ C. Hensel,⁵⁹ G. Hesketh,⁶⁴ M.D. Hildreth,⁵⁶ R. Hirosky,⁸² J.D. Hobbs,⁷³ B. Hoeneisen,¹² M. Hohlfeld,¹⁶ S.J. Hong,³¹ R. Hooper,⁷⁸ P. Houben,³⁴ Y. Hu,⁷³ V. Hynek,⁹ I. Iashvili,⁷⁰ R. Illingworth,⁵¹ A.S. Ito,⁵¹ S. Jabeen,⁶³ M. Jaffré,¹⁶ S. Jain,⁷⁶ K. Jakobs,²³ C. Jarvis,⁶² A. Jenkins,⁴⁴ R. Jesik,⁴⁴ K. Johns,⁴⁶ C. Johnson,⁷¹ M. Johnson,⁵¹ A. Jonckheere,⁵¹ P. Jonsson,⁴⁴ A. Juste,⁵¹ D. Käfer,²¹ S. Kahn,⁷⁴ E. Kajfasz,¹⁵ A.M. Kalinin,³⁶ J.M. Kalk,⁶¹ J.R. Kalk,⁶⁶ S. Kappler,²¹ D. Karmanov,³⁸ J. Kasper,⁶³ I. Katsanos,⁷¹ D. Kau,⁵⁰ R. Kaur,²⁷ R. Kehoe,⁸⁰ S. Kermiche,¹⁵ S. Kesisoglou,⁷⁸ A. Khanov,⁷⁷ A. Kharchilava,⁷⁰ Y.M. Kharzheev,³⁶ D. Khatidze,⁷¹ H. Kim,⁷⁹ T.J. Kim,³¹ M.H. Kirby,³⁵ B. Klima,⁵¹ J.M. Kohli,²⁷ J.-P. Konrath,²³ M. Kopal,⁷⁶ V.M. Korablev,³⁹ J. Kotcher,⁷⁴ B. Kothari,⁷¹ A. Koubarovsky,³⁸ A.V. Kozelov,³⁹ J. Kozminski,⁶⁶ A. Kryemadhi,⁸² S. Krzywdzinski,⁵¹ T. Kuhl,²⁴ A. Kumar,⁷⁰ S. Kunori,⁶² A. Kupco,¹¹ T. Kurča,^{20,*} J. Kvita,⁹ S. Lager,⁴¹ S. Lammers,⁷¹ G. Landsberg,⁷⁸ J. Lazoflores,⁵⁰ A.-C. Le Bihan,¹⁹ P. Lebrun,²⁰ W.M. Lee,⁵³ A. Leflat,³⁸ F. Lehner,⁴² C. Leonidopoulos,⁷¹ V. Lesne,¹³ J. Leveque,⁴⁶ P. Lewis,⁴⁴ J. Li,⁷⁹ Q.Z. Li,⁵¹ J.G.R. Lima,⁵³ D. Lincoln,⁵¹ J. Linnemann,⁶⁶ V.V. Lipaev,³⁹ R. Lipton,⁵¹ Z. Liu,⁵ L. Lobo,⁴⁴ A. Lobodenko,⁴⁰ M. Lokajicek,¹¹ A. Lounis,¹⁹ P. Love,⁴³ H.J. Lubatti,⁸³ M. Lynker,⁵⁶ A.L. Lyon,⁵¹ A.K.A. Maciel,² R.J. Madaras,⁴⁷ P. Mättig,²⁶ C. Magass,²¹ A. Magerkurth,⁶⁵ A.-M. Magnan,¹⁴ N. Makovec,¹⁶ P.K. Mal,⁵⁶ H.B. Malbouisson,³ S. Malik,⁶⁸ V.L. Malyshev,³⁶ H.S. Mao,⁶ Y. Maravin,⁶⁰ M. Martens,⁵¹ S.E.K. Mattingly,⁷⁸ R. McCarthy,⁷³ R. McCroskey,⁴⁶ D. Meder,²⁴ A. Melnitchouk,⁶⁷ A. Mendes,¹⁵ L. Mendoza,⁸ M. Merkin,³⁸ K.W. Merritt,⁵¹ A. Meyer,²¹ J. Meyer,²² M. Michaut,¹⁸ H. Miettinen,⁸¹ T. Millet,²⁰ J. Mitrevski,⁷¹ J. Molina,³ N.K. Mondal,²⁹ J. Monk,⁴⁵ R.W. Moore,⁵

T. Moulik,⁵⁹ G.S. Muanza,¹⁶ M. Mulders,⁵¹ M. Mulhearn,⁷¹ L. Mundim,³ Y.D. Mutaf,⁷³ E. Nagy,¹⁵
M. Naimuddin,²⁸ M. Narain,⁶³ N.A. Naumann,³⁵ H.A. Neal,⁶⁵ J.P. Negret,⁸ S. Nelson,⁵⁰ P. Neustroev,⁴⁰
C. Noeding,²³ A. Nomerotski,⁵¹ S.F. Novaes,⁴ T. Nunnemann,²⁵ V. O'Dell,⁵¹ D.C. O'Neil,⁵ G. Obrant,⁴⁰
V. Oguri,³ N. Oliveira,³ N. Oshima,⁵¹ R. Otec,¹⁰ G.J. Otero y Garzón,⁵² M. Owen,⁴⁵ P. Padley,⁸¹ N. Parashar,⁵⁷
S.-J. Park,⁷² S.K. Park,³¹ J. Parsons,⁷¹ R. Partridge,⁷⁸ N. Parua,⁷³ A. Patwa,⁷⁴ G. Pawloski,⁸¹ P.M. Perea,⁴⁹
E. Perez,¹⁸ K. Peters,⁴⁵ P. Pétrouff,¹⁶ M. Petteni,⁴⁴ R. Piegaiia,¹ M.-A. Pleier,²² P.L.M. Podesta-Lerma,³³
V.M. Podstavkov,⁵¹ Y. Pogorelov,⁵⁶ M.-E. Pol,² A. Pompos,⁷⁶ B.G. Pope,⁶⁶ A.V. Popov,³⁹ W.L. Prado da Silva,³
H.B. Prosper,⁵⁰ S. Protopopescu,⁷⁴ J. Qian,⁶⁵ A. Quadt,²² B. Quinn,⁶⁷ K.J. Rani,²⁹ K. Ranjan,²⁸ P.A. Rapidis,⁵¹
P.N. Ratoff,⁴³ P. Renkel,⁸⁰ S. Reucroft,⁶⁴ M. Rijssenbeek,⁷³ I. Ripp-Baudot,¹⁹ F. Rizatdinova,⁷⁷ S. Robinson,⁴⁴
R.F. Rodrigues,³ C. Royon,¹⁸ P. Rubinov,⁵¹ R. Ruchti,⁵⁶ V.I. Rud,³⁸ G. Sajot,¹⁴ A. Sánchez-Hernández,³³
M.P. Sanders,⁶² A. Santoro,³ G. Savage,⁵¹ L. Sawyer,⁶¹ T. Scanlon,⁴⁴ D. Schaile,²⁵ R.D. Schamberger,⁷³
Y. Scheglov,⁴⁰ H. Schellman,⁵⁴ P. Schieferdecker,²⁵ C. Schmitt,²⁶ C. Schwanenberger,⁴⁵ A. Schwartzman,⁶⁹
R. Schwienhorst,⁶⁶ S. Sengupta,⁵⁰ H. Severini,⁷⁶ E. Shabalina,⁵² M. Shamim,⁶⁰ V. Shary,¹⁸ A.A. Shchukin,³⁹
W.D. Shephard,⁵⁶ R.K. Shrivastava,²⁸ D. Shpakov,⁶⁴ V. Siccaldi,¹⁹ R.A. Sidwell,⁶⁰ V. Simak,¹⁰ V. Sirotenko,⁵¹
P. Skubic,⁷⁶ P. Slattery,⁷² R.P. Smith,⁵¹ G.R. Snow,⁶⁸ J. Snow,⁷⁵ S. Snyder,⁷⁴ S. Söldner-Rembold,⁴⁵ X. Song,⁵³
L. Sonnenschein,¹⁷ A. Sopczak,⁴³ M. Sosebee,⁷⁹ K. Soustruznik,⁹ M. Souza,² B. Spurlock,⁷⁹ J. Stark,¹⁴ J. Steele,⁶¹
K. Stevenson,⁵⁵ V. Stolin,³⁷ A. Stone,⁵² D.A. Stoyanova,³⁹ J. Strandberg,⁴¹ M.A. Strang,⁷⁰ M. Strauss,⁷⁶
R. Ströhrmer,²⁵ D. Strom,⁵⁴ M. Strovink,⁴⁷ L. Stutte,⁵¹ S. Sumowidagdo,⁵⁰ A. Sznajder,³ M. Talby,¹⁵
P. Tamburello,⁴⁶ W. Taylor,⁵ P. Telford,⁴⁵ J. Temple,⁴⁶ B. Tiller,²⁵ M. Titov,²³ V.V. Tokmenin,³⁶ M. Tomoto,⁵¹
T. Toole,⁶² I. Torchiani,²³ S. Towers,⁴³ T. Trefzger,²⁴ S. Trincas-Duvold,¹⁷ D. Tsybychev,⁷³ B. Tuchming,¹⁸
C. Tully,⁶⁹ A.S. Turcot,⁴⁵ P.M. Tuts,⁷¹ R. Unalan,⁶⁶ L. Uvarov,⁴⁰ S. Uvarov,⁴⁰ S. Uzunyan,⁵³ B. Vachon,⁵
P.J. van den Berg,³⁴ R. Van Kooten,⁵⁵ W.M. van Leeuwen,³⁴ N. Varelas,⁵² E.W. Varnes,⁴⁶ A. Vartapetian,⁷⁹
I.A. Vasilyev,³⁹ M. Vaupel,²⁶ P. Verdier,²⁰ L.S. Vertogradov,³⁶ M. Verzocchi,⁵¹ F. Villeneuve-Seguer,⁴⁴ P. Vint,⁴⁴
J.-R. Vlimant,¹⁷ E. Von Toerne,⁶⁰ M. Voutilainen,^{68,†} M. Vreeswijk,³⁴ H.D. Wahl,⁵⁰ L. Wang,⁶² J. Warchol,⁵⁶
G. Watts,⁸³ M. Wayne,⁵⁶ M. Weber,⁵¹ H. Weerts,⁶⁶ N. Wermes,²² M. Wetstein,⁶² A. White,⁷⁹ D. Wicke,²⁶
G.W. Wilson,⁵⁹ S.J. Wimpenny,⁴⁹ M. Wobisch,⁵¹ J. Womersley,⁵¹ D.R. Wood,⁶⁴ T.R. Wyatt,⁴⁵ Y. Xie,⁷⁸
N. Xuan,⁵⁶ S. Yacoub,⁵⁴ R. Yamada,⁵¹ M. Yan,⁶² T. Yasuda,⁵¹ Y.A. Yatsunenko,³⁶ K. Yip,⁷⁴ H.D. Yoo,⁷⁸
S.W. Youn,⁵⁴ C. Yu,¹⁴ J. Yu,⁷⁹ A. Yurkewicz,⁷³ A. Zatsklyaniy,⁵³ C. Zeitnitz,²⁶ D. Zhang,⁵¹ T. Zhao,⁸³
Z. Zhao,⁶⁵ B. Zhou,⁶⁵ J. Zhu,⁷³ M. Zielinski,⁷² D. Zieminska,⁵⁵ A. Zieminski,⁵⁵ V. Zutshi,⁵³ and E.G. Zverev³⁸
(DØ Collaboration)

¹ Universidad de Buenos Aires, Buenos Aires, Argentina

² LAFEX, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, Brazil

³ Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brazil

⁴ Instituto de Física Teórica, Universidade Estadual Paulista, São Paulo, Brazil

⁵ University of Alberta, Edmonton, Alberta, Canada, Simon Fraser University, Burnaby, British Columbia, Canada, York University, Toronto, Ontario, Canada, and McGill University, Montreal, Quebec, Canada

⁶ Institute of High Energy Physics, Beijing, People's Republic of China

⁷ University of Science and Technology of China, Hefei, People's Republic of China

⁸ Universidad de los Andes, Bogotá, Colombia

⁹ Center for Particle Physics, Charles University, Prague, Czech Republic

¹⁰ Czech Technical University, Prague, Czech Republic

¹¹ Center for Particle Physics, Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague, Czech Republic

¹² Universidad San Francisco de Quito, Quito, Ecuador

¹³ Laboratoire de Physique Corpusculaire, IN2P3-CNRS, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, France

¹⁴ Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, IN2P3-CNRS, Université de Grenoble 1, Grenoble, France

¹⁵ CPPM, IN2P3-CNRS, Université de la Méditerranée, Marseille, France

¹⁶ IN2P3-CNRS, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay, France

¹⁷ LPNHE, IN2P3-CNRS, Universités Paris VI and VII, Paris, France

¹⁸ DAPNIA/Service de Physique des Particules, CEA, Saclay, France

¹⁹ IReS, IN2P3-CNRS, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France, and Université de Haute Alsace, Mulhouse, France

²⁰ Institut de Physique Nucléaire de Lyon, IN2P3-CNRS, Université Claude Bernard, Villeurbanne, France

²¹ III. Physikalisches Institut A, RWTH Aachen, Aachen, Germany

²² Physikalisches Institut, Universität Bonn, Bonn, Germany

²³ Physikalisches Institut, Universität Freiburg, Freiburg, Germany

²⁴ Institut für Physik, Universität Mainz, Mainz, Germany

²⁵ Ludwig-Maximilians-Universität München, München, Germany

²⁶ Fachbereich Physik, University of Wuppertal, Wuppertal, Germany

- ²⁷ Panjab University, Chandigarh, India
²⁸ Delhi University, Delhi, India
²⁹ Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, India
³⁰ University College Dublin, Dublin, Ireland
³¹ Korea Detector Laboratory, Korea University, Seoul, Korea
³² SungKyunKwan University, Suwon, Korea
³³ CINVESTAV, Mexico City, Mexico
³⁴ FOM-Institute NIKHEF and University of Amsterdam/NIKHEF, Amsterdam, The Netherlands
³⁵ Radboud University Nijmegen/NIKHEF, Nijmegen, The Netherlands
³⁶ Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia
³⁷ Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia
³⁸ Moscow State University, Moscow, Russia
³⁹ Institute for High Energy Physics, Protvino, Russia
⁴⁰ Petersburg Nuclear Physics Institute, St. Petersburg, Russia
⁴¹ Lund University, Lund, Sweden, Royal Institute of Technology and Stockholm University, Stockholm, Sweden, and Uppsala University, Uppsala, Sweden
⁴² Physik Institut der Universität Zürich, Zürich, Switzerland
⁴³ Lancaster University, Lancaster, United Kingdom
⁴⁴ Imperial College, London, United Kingdom
⁴⁵ University of Manchester, Manchester, United Kingdom
⁴⁶ University of Arizona, Tucson, Arizona 85721, USA
⁴⁷ Lawrence Berkeley National Laboratory and University of California, Berkeley, California 94720, USA
⁴⁸ California State University, Fresno, California 93740, USA
⁴⁹ University of California, Riverside, California 92521, USA
⁵⁰ Florida State University, Tallahassee, Florida 32306, USA
⁵¹ Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois 60510, USA
⁵² University of Illinois at Chicago, Chicago, Illinois 60607, USA
⁵³ Northern Illinois University, DeKalb, Illinois 60115, USA
⁵⁴ Northwestern University, Evanston, Illinois 60208, USA
⁵⁵ Indiana University, Bloomington, Indiana 47405, USA
⁵⁶ University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556, USA
⁵⁷ Purdue University Calumet, Hammond, Indiana 46323, USA
⁵⁸ Iowa State University, Ames, Iowa 50011, USA
⁵⁹ University of Kansas, Lawrence, Kansas 66045, USA
⁶⁰ Kansas State University, Manhattan, Kansas 66506, USA
⁶¹ Louisiana Tech University, Ruston, Louisiana 71272, USA
⁶² University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA
⁶³ Boston University, Boston, Massachusetts 02215, USA
⁶⁴ Northeastern University, Boston, Massachusetts 02115, USA
⁶⁵ University of Michigan, Ann Arbor, Michigan 48109, USA
⁶⁶ Michigan State University, East Lansing, Michigan 48824, USA
⁶⁷ University of Mississippi, University, Mississippi 38677, USA
⁶⁸ University of Nebraska, Lincoln, Nebraska 68588, USA
⁶⁹ Princeton University, Princeton, New Jersey 08544, USA
⁷⁰ State University of New York, Buffalo, New York 14260, USA
⁷¹ Columbia University, New York, New York 10027, USA
⁷² University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA
⁷³ State University of New York, Stony Brook, New York 11794, USA
⁷⁴ Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973, USA
⁷⁵ Langston University, Langston, Oklahoma 73050, USA
⁷⁶ University of Oklahoma, Norman, Oklahoma 73019, USA
⁷⁷ Oklahoma State University, Stillwater, Oklahoma 74078, USA
⁷⁸ Brown University, Providence, Rhode Island 02912, USA
⁷⁹ University of Texas, Arlington, Texas 76019, USA
⁸⁰ Southern Methodist University, Dallas, Texas 75275, USA
⁸¹ Rice University, Houston, Texas 77005, USA
⁸² University of Virginia, Charlottesville, Virginia 22901, USA
⁸³ University of Washington, Seattle, Washington 98195, USA

(Dated: April 14, 2006)

The results of a search for squarks and gluinos using data from $p\bar{p}$ collisions recorded at a center-of-mass energy of 1.96 TeV by the DØ detector at the Fermilab Tevatron Collider are reported. The topologies analyzed consist of acoplanar-jet and multijet events with large missing transverse

energy. No evidence for the production of squarks or gluinos was found in a data sample of 310 pb^{-1} . New constraints were obtained in the framework of minimal supergravity. Lower limits of 325 and 241 GeV were derived at the 95% C.L. on the squark and gluino masses, respectively, for $\tan \beta = 3$, $A_0 = 0$, and $\mu < 0$.

PACS numbers: 14.80.Ly, 12.60.Jv, 13.85.Rm

Supersymmetric models predict the existence of spin-0 quarks, or squarks (\tilde{q}), and spin-1/2 gluons, or gluinos (\tilde{g}), as partners of the ordinary quarks and gluons. Supersymmetric particles carry a value of -1 for R -parity, a multiplicative quantum number, while $R = 1$ for standard model (SM) particles. If R -parity is conserved, as assumed in the following, supersymmetric particles are produced in pairs. Their decay leads to SM particles and to the lightest supersymmetric particle (LSP), which is stable. In supersymmetric models inspired by supergravity [1], the commonly accepted LSP candidate is the lightest neutralino ($\tilde{\chi}_1^0$, a mixture of the superpartners of the neutral gauge and Higgs bosons), which is weakly interacting, thus escaping detection and providing the classic missing transverse energy (\cancel{E}_T) signature at colliders. The most copiously produced supersymmetric particles in $p\bar{p}$ collisions should be, if sufficiently light, colored particles, *i.e.* squarks and gluinos. If squarks are lighter than gluinos, they will tend to decay according to $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$, and their pair production will yield an acoplanar-jet topology with \cancel{E}_T . If gluinos are lighter than squarks, their pair production and decay via $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0$ will lead to topologies containing a large number of jets and \cancel{E}_T .

In this Letter, a search for squarks and gluinos in topologies with jets and large \cancel{E}_T is reported, using 310 pb^{-1} of data 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 search was conducted within the framework of the minimal supergravity model (mSUGRA) [1]. Previous mass limits are 195 GeV for gluinos if squarks are very heavy, and 300 GeV for squarks and gluinos of equal masses [2, 3].

A detailed description of the DØ detector can be found in Ref. [4]. The central tracking system consists of a silicon microstrip tracker and a central fiber tracker, both located within a 2 T superconducting solenoidal magnet. A liquid-argon and uranium calorimeter covers pseudorapidities up to $|\eta| \approx 4.2$, where $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$ and θ is the polar angle with respect to the proton beam direction. The calorimeter consists of three sections, housed in separate cryostats: the central one covers $|\eta| \lesssim 1.1$, and the two end sections extend the coverage to larger $|\eta|$. The calorimeter is segmented in depth, with four electromagnetic layers followed by up to five hadronic layers. It is also segmented in projective towers of size 0.1×0.1 in $\eta - \phi$ space, where ϕ is the azimuthal angle in radians. Calorimeter cells are defined as intersections of towers and layers. Additional sampling is pro-

vided by scintillating tiles in the regions at the boundary between cryostats. An outer muon system, covering $|\eta| < 2$, consists of a layer of tracking detectors and scintillation trigger counters in front of 1.8 T toroids, followed by two similar layers after the toroids. Jets are reconstructed from the energy deposited in calorimeter towers using the Run II cone algorithm [5] with radius $\mathcal{R} = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} = 0.5$. The jet energy scale (JES) is derived from the transverse momentum balance in photon-plus-jet events. The \cancel{E}_T is calculated from all calorimeter cells, and corrected for the jet energy scale and for reconstructed muons.

The DØ trigger system consists of three levels, L1, L2, and L3. The events used in this analysis were recorded using a jet trigger requiring missing transverse energy calculated using the sum of the jet momenta ($\cancel{E}_T = |\sum_{\text{jets}} \vec{p}_T|$). At L1, events were required to have at least three calorimeter towers of size $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.2 \times 0.2$ with transverse energy E_T greater than 5 GeV. Events with a large imbalance in transverse momentum were then selected by requiring \cancel{E}_T to be greater than 20 GeV and 30 GeV at L2 and L3 respectively. In a small fraction of the data sample recorded at a higher instantaneous luminosity, the acoplanarity, defined as the azimuthal angle between the two leading jets, was required to be less than 168.75° and 170° at L2 and L3 respectively.

The signal consists of jets and \cancel{E}_T . This topology also arises from SM processes with real \cancel{E}_T , such as $p\bar{p} \rightarrow Z + \text{jets}$ with $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$, and from multijet production when one or more jets are mismeasured (QCD background). Simulated events from SM and mSUGRA processes were produced using Monte Carlo (MC) generators, subjected to a full GEANT-based [6] simulation of the detector geometry and response, and processed through the same reconstruction chain as the data. The CTEQ5L [7] parton density functions (PDF) were used, and a Poisson-average of 0.8 minimum bias events was overlaid on each simulated event. The QCD background was not simulated, but estimated directly from data. To simulate $W/Z + \text{jets}$ and $t\bar{t}$ production, the ALPGEN 1.3 generator [8] was used, interfaced with PYTHIA 6.202 [9] for the simulation of initial and final state radiation and of jet hadronization. The next-to-leading order (NLO) cross sections were computed with MCFM 3.4.4 [10], or taken from Ref. [11] for $t\bar{t}$ production.

Squark and gluino production and decay were simulated with PYTHIA. The masses and couplings of the supersymmetric particles were calculated with ISAJET 7.58 [12] from the set of five mSUGRA parameters: m_0 and

$m_{1/2}$, which are universal scalar and gaugino masses, and A_0 , a universal trilinear coupling, all defined at the scale of grand unification; $\tan\beta$, the ratio of the vacuum expectation values of the two Higgs fields; and the sign of the Higgs-mixing mass parameter μ . To retain consistency with earlier analyses [2, 3], the following parameters were fixed: $A_0 = 0$, $\tan\beta = 3$, and $\mu < 0$. For the same reason, the production of scalar top quarks, or stops, was ignored. In the following, “squark mass” stands for the average mass of all squarks other than stops. All squark and gluino decay modes were taken into account in the simulation, including cascade decays such as $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_2^0$ with $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \ell^+\ell^-\tilde{\chi}_1^0$. The NLO cross sections of the various signal processes were calculated with PROSPINO 2 [13].

Three benchmark scenarios have been considered. At low m_0 , the gluino is heavier than the squarks, and the process with the dominant cross section is $\tilde{q}\bar{\tilde{q}}$ production. A “dijet” analysis was optimized to search for events containing a pair of acoplanar jets. At high m_0 , the squarks are much heavier than the gluino, and the process with the highest cross section is therefore $\tilde{g}\tilde{g}$ production. A “gluino” analysis was optimized to search for multijet events (≥ 4 jets). In the intermediate m_0 region, all squark-gluino production processes contribute to the total cross section, in particular the $\tilde{q}\tilde{g}$ process becomes relevant. A “3-jets” analysis was optimized to search for events with at least three jets. The benchmark for this analysis is the case where $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$.

A common event preselection was used for the three analyses to select events with at least two jets and substantial \cancel{E}_T (≥ 40 GeV). The acoplanarity was required to be below 165° . The longitudinal position of the primary vertex with respect to the detector center was restricted, $|z| < 60$ cm, to ensure an efficient primary vertex reconstruction. The two leading jets, *i.e.* those with the largest transverse energies, were required to be in the central region of the calorimeter, $|\eta_{\text{det}}| < 0.8$, where η_{det} is the jet pseudorapidity calculated under the assumption that the jet originates from the detector center. These jets must have their fraction of energy in the electromagnetic layers of the calorimeter smaller than 0.95. Minimum transverse energies of 60 and 40 GeV were required for the first and second leading jets, respectively.

The tracking capabilities of the Run II DØ detector were used to significantly reduce the QCD background. A comparison of the jet energy with the energy carried by its associated charged particles was performed. In particular, the ratio CPF of the transverse momentum carried by tracks associated with the jet to the jet E_T is expected to be close to zero if an incorrect primary vertex was selected. The two leading jets were required to have CPF larger than 0.05.

Different selection criteria were next applied in the three analyses, as summarized in Table I. In the “dijet” analysis, the cut on the second jet E_T was raised to

TABLE I: Selection criteria for the three analyses (all energies in GeV); see the text for further details.

Preselection Cut	All Analyses		
\cancel{E}_T	≥ 40		
Acoplanarity	$< 165^\circ$		
Vertex z pos.]	< 60 cm		
Selection Cut	“dijet”	“3-jets”	“gluino”
1st jet E_T^a	≥ 60	≥ 60	≥ 60
2nd jet E_T^a	≥ 50	≥ 40	≥ 40
3rd jet E_T^a	—	≥ 30	≥ 30
4th jet E_T^a	—	—	≥ 20
Electron veto	yes	yes	yes
Muon veto	yes	yes	yes
$\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_1)$	$\geq 90^\circ$	$\geq 90^\circ$	$\geq 90^\circ$
$\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_2)$	$\geq 50^\circ$	$\geq 50^\circ$	$\geq 50^\circ$
$\Delta\phi_{\min}(\cancel{E}_T, \text{any jet})$	$\geq 40^\circ$	—	—
H_T	≥ 275	≥ 350	≥ 225
\cancel{E}_T	≥ 175	≥ 100	≥ 75

^aJets subject to an E_T cut are also required to be central ($|\eta_{\text{det}}| < 0.8$), with an electromagnetic fraction below 0.95, and to have $CPF \geq 0.05$.

50 GeV. In the “3-jets” and “gluino” analyses, a third and fourth jet were required, respectively. They must fulfill the same quality criteria as the two leading jets, except for the E_T cuts which were set at 30 and 20 GeV. In all three analyses, a veto on isolated electrons or muons with $p_T > 10$ GeV rejects a large fraction of events originating from the W/Z + jets processes. The azimuthal angles between the \cancel{E}_T and the first jet, $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_1)$, and the second jet, $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_2)$, were used to remove events where the energy of one jet was mismeasured, generating \cancel{E}_T aligned with that jet. The cuts are $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_1) \geq 90^\circ$ and $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_2) \geq 50^\circ$.

In the “dijet” analysis, QCD events were further suppressed by requiring that the minimum azimuthal angle $\Delta\phi_{\min}(\cancel{E}_T, \text{any jet})$ between the \cancel{E}_T and any jet with $E_T > 15$ GeV be greater than 40° . Because of the higher jet multiplicity, this criterion was not used in the “3-jets” and “gluino” analyses.

The “dijet” $\Delta\phi_{\min}(\cancel{E}_T, \text{any jet})$ cut along with the two final cuts on $H_T = \sum_{\text{jets}} E_T$ and on \cancel{E}_T were optimized by minimizing the expected upper limit on the cross section in the absence of signal. To this end, as well as for the derivation of the final results, the modified frequentist CL_s method [14] was used. For each set of cuts tested, the QCD background contribution was estimated from an exponential fit to the \cancel{E}_T distribution below 60 GeV, after subtraction of the SM background processes, extrapolated above the chosen \cancel{E}_T cut value. The optimal cuts thus determined are given in Table I for the three analyses. Figure 1 shows: the $\Delta\phi_{\min}(\cancel{E}_T, \text{any jet})$ distribution after applying the “dijet” analysis criteria with a \cancel{E}_T cut reduced to 80 GeV and without requiring the conditions on $\Delta\phi_{\min}(\cancel{E}_T, \text{any jet})$ itself and on $\Delta\phi(\cancel{E}_T, \text{jet}_2)$; the H_T distribution after applying all the “3-jets” analy-

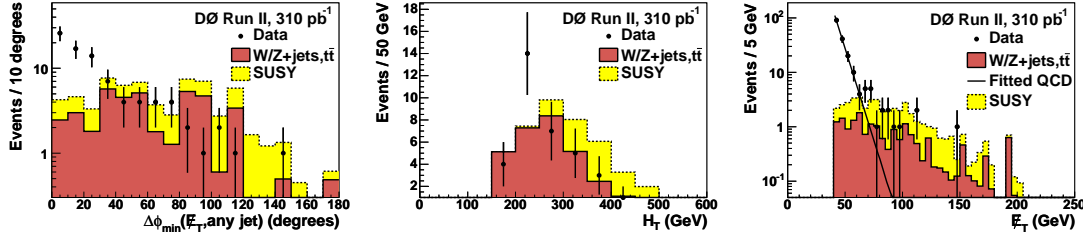


FIG. 1: $\Delta\phi_{\min}(\ell_T, \text{any jet})$ distribution after applying the “dijet” analysis criteria with a \cancel{E}_T cut reduced to 80 GeV and without requiring the conditions on $\Delta\phi_{\min}(\ell_T, \text{any jet})$ itself and on $\Delta\phi(\ell_T, \text{jet}_2)$ (left), H_T distribution after applying all the “3-jets” analysis criteria except the one on H_T (middle), and \cancel{E}_T distribution after applying all the “gluino” analysis criteria except the final one on \cancel{E}_T (right), for data (points with error bars), for non-QCD SM background (full histogram), and for signal MC (dashed histogram on top of SM). For each analysis, the signal drawn is the one for the appropriate benchmark scenario (Table II). In the \cancel{E}_T distribution, the fitted QCD background is also drawn.

TABLE II: For each analysis, information on the signal for which it was optimized: $m_0, m_{1/2}, m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}}$ and nominal NLO cross section, signal efficiency, the number of events observed, the number of events expected from SM and QCD backgrounds and the 95% C.L. signal cross section upper limit. The first uncertainty is statistical and the second is systematic.

Analysis	$(m_0, m_{1/2})$ (GeV)	$(m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}})$ (GeV)	σ_{nom} (pb)	$\epsilon_{\text{sig.}}$ (%)	$N_{\text{obs.}}$	$N_{\text{backgrd.}}$	σ_{95} (pb)
“dijet”	(25,145)	(366,318)	0.63	$6.2 \pm 0.4^{+1.1}_{-0.9}$	6	$4.8^{+4.4}_{-2.0}^{+1.1}_{-0.8}$	0.44
“3-jets”	(191,126)	(330,330)	0.64	$4.7 \pm 0.3^{+0.8}_{-0.7}$	4	$3.9^{+1.3}_{-1.0}^{+0.7}_{-0.8}$	0.45
“gluino”	(500,80)	(240,507)	2.41	$2.3 \pm 0.2^{+0.4}_{-0.3}$	10	$10.3^{+1.5}_{-1.4}^{+1.9}_{-2.5}$	1.72

sis criteria except the one on H_T ; and the \cancel{E}_T distribution after applying all the “gluino” analysis criteria except the one on \cancel{E}_T .

The numbers of events selected by each analysis are reported in Table II, as well as the numbers of background events expected. Six events were selected by the “dijet” analysis, four by the “3-jets” analysis, and ten by the “gluino” analysis. The total expected background contributions are 4.8, 3.9 and 10.3 events, respectively. The main background contributions are from $Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + \text{jets}$, $W \rightarrow l\nu + \text{jets}$, and $t\bar{t} \rightarrow b\bar{b} q\bar{q}' l\nu$. The QCD background was evaluated from a fit to the \cancel{E}_T distribution as described above. It was found to be negligible in the “dijet” and “3-jets” analyses, and was therefore conservatively ignored. A QCD contribution of $0.7^{+0.7}_{-0.4}$ event was estimated in the “gluino” analysis. The uncertainties were obtained by taking into account the accuracy of the fit parameter determination and by varying the range of the fit. The signal efficiencies are given in Table II for the three benchmark scenarios, with the corresponding values of $m_0, m_{1/2}$, the squark and gluino masses, and the NLO cross section. The quoted systematic uncertainties are discussed below.

The uncertainty coming from the JES corrections is one of the most important. It is typically of the order of 13% for the SM backgrounds and 10% for the signal efficiencies. The uncertainties on the jet energy resolution,

on the jet track confirmation, and on the jet reconstruction and identification efficiencies were evaluated. They lead to systematic uncertainties of 3.5%, 4.0% and 5.4% in the “dijet,” “3-jets,” and “gluino” analyses, respectively. The trigger was found to be fully efficient for the event samples surviving all analysis cuts. Conservatively, a 2% uncertainty was set on the trigger efficiency. The uncertainty on the determination of the luminosity is 6.5% [15]. All of these uncertainties are fully correlated between signal and SM backgrounds. A 15% systematic uncertainty was set on the $W/Z + \text{jets}$ and $t\bar{t}$ NLO cross sections. The uncertainty on the signal acceptance due to the PDF choice was determined to be 6%, using the forty-eigenvector basis of the CTEQ6.1M PDF set [16].

The signal cross sections are very sensitive to the PDF choice and to the renormalization and factorization scale, μ_{rf} . The nominal NLO cross sections, σ_{nom} , were computed with the CTEQ6.1M PDF and for $\mu_{\text{rf}} = Q$, where Q was taken to be equal to $m_{\tilde{g}}$ for $\tilde{g}\tilde{g}$ production, $m_{\tilde{q}}$ for $\tilde{q}\tilde{q}$ and $\tilde{q}\tilde{q}^*$ productions, and $(m_{\tilde{q}} + m_{\tilde{g}})/2$ for $\tilde{g}\tilde{q}$ production. The uncertainty due to the choice of PDF was determined using the full set of CTEQ6.1M eigenvectors, with the individual uncertainties added in quadrature. The effect on the nominal signal cross sections, which varies between 15% and 50%, is dominated by the large uncertainty on the gluon distribution at high x . The effect of the renormalization and factorization scale

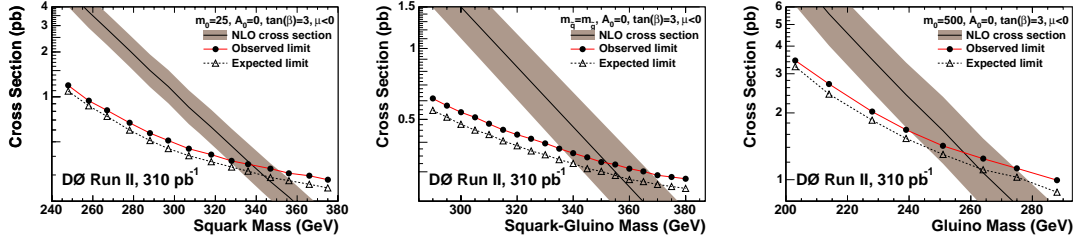


FIG. 2: For $\tan \beta = 3$, $A_0 = 0$, $\mu < 0$, observed (closed circles) and expected (open triangles) 95% C.L. upper limits on squark-gluino production cross sections combining the analyses for $m_0 = 25$ GeV (left), $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$ (middle), and $m_0 = 500$ GeV (right). The nominal production cross sections are also shown, with shaded bands corresponding to the PDF and renormalization-and-factorization scale uncertainties.

was studied by calculating the signal cross sections for $\mu_{\text{rf}} = Q$, $\mu_{\text{rf}} = Q/2$ and $\mu_{\text{rf}} = 2 \times Q$. The factor two on this scale reduces or increases the nominal signal cross sections by 15–20%. The PDF and μ_{rf} effects were added in quadrature to compute minimum, σ_{min} , and maximum, σ_{max} , signal cross sections.

No significant excess of events was observed in the data with respect to the SM background expectation in any of the three analyses. Therefore, an excluded domain in the gluino-squark mass plane was determined as follows. The three analyses were run over signal MC samples generated in the gluino-squark mass plane to compute signal efficiencies. Then, to take advantage of the different features of the three analyses, they were combined in the limit computation, with the small overlaps taken into account. In the data, no events were selected by more than one analysis.

Limits at the 95% C.L. were computed for three hypotheses on the signal cross sections: nominal, minimum, and maximum. Figure 2 shows the observed and expected upper limits on squark-gluino production cross sections for the three benchmark scenarios. For the “3-jets” and “gluino” analyses, the expected limits computed with the numbers of events reported in Table II are almost identical to the observed ones. Once the combination of analyses is performed, the expected limits become slightly better than the observed limits at large m_0 and for $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$, as can be seen in Figure 2.

Figure 3 shows the excluded domain in the gluino-squark mass plane. The absolute lower limits on the squark and gluino masses obtained in the most conservative hypothesis, σ_{min} , are 325 GeV and 241 GeV, respectively. The corresponding expected limits are 330 GeV and 246 GeV. Table III summarizes these absolute limits as a function of the signal cross section hypothesis. Limits were also derived for the particular case $m_{\tilde{q}} = m_{\tilde{g}}$. For σ_{min} , squark and gluino masses below 337 GeV are excluded, while the expected limit is 340 GeV. The observed limit becomes 351 GeV for σ_{nom} , and 368 GeV for σ_{max} . These results improve previous limits on squark

TABLE III: Absolute lower limits at the 95% C.L. on the squark and gluino masses (in GeV) as a function of the choice of signal cross section hypothesis as defined in the text. Numbers in parentheses correspond to the expected limits. These limits are valid for the mSUGRA parameters: $\tan \beta = 3$, $A_0 = 0$, $\mu < 0$.

Hypothesis	Gluino mass	Squark mass
σ_{min}	241 (246)	325 (330)
σ_{nom}	257 (261)	339 (344)
σ_{max}	274 (280)	352 (358)

and gluino masses in the mSUGRA framework [2, 3, 17].

In summary, a search for events with jets and large \cancel{E}_T has been performed in a 310 pb^{-1} data sample from $p\bar{p}$ collisions at 1.96 TeV, collected by the DØ detector. Three analyses were designed, specifically targeted to the dijet, three-jet, and multijet topologies. The numbers of events observed are in agreement with the SM background predictions. The results have been interpreted in the framework of minimal supergravity with $\tan \beta = 3$, $A_0 = 0$, $\mu < 0$. For the central choice of PDF, and for a renormalization and factorization scale equal to the mass of the squark or gluino produced, the lower limits on the squark and gluino masses are 339 and 257 GeV at the 95% C.L. Taking into account the PDF uncertainties and allowing for a factor of two in the choice of scale, these limits are reduced to 325 and 241 GeV, respectively. These are the most constraining squark and gluino mass limits to date.

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); CAPES, 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); PPARC (United Kingdom); MSMT (Czech Republic); CRC Program,

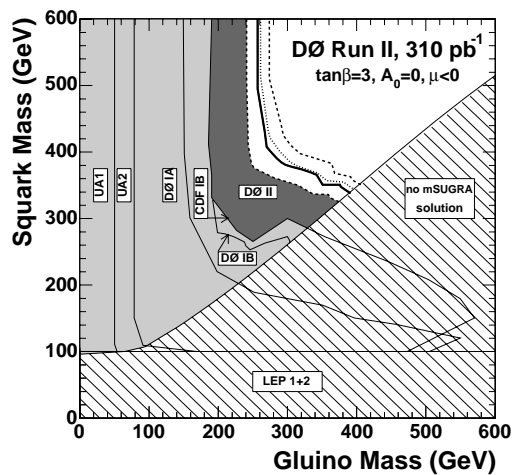


FIG. 3: In the gluino and squark mass plane, excluded regions at the 95% C.L. in the mSUGRA framework for $\tan\beta = 3$, $A_0 = 0$, $\mu < 0$. The new region excluded by this analysis in the most conservative hypothesis (σ_{\min}) is shown in dark shading. The thick line is the limit of the excluded region for the σ_{nom} hypothesis. The corresponding expected limit is the dotted line. The band delimited by the two dashed lines shows the effect of the PDF choice and of a variation of $\mu_{t\bar{t}}$ by a factor of two. Regions excluded by previous experiments are indicated by light shading [2, 3, 17]. The region where no mSUGRA solution can be found is shown hatched.

CFI, NSERC and WestGrid Project (Canada); BMBF and DFG (Germany); SFI (Ireland); The Swedish Research Council (Sweden); Research Corporation; Alexander von Humboldt Foundation; and the Marie Curie Program.

- [†] Visitor from Helsinki Institute of Physics, Helsinki, Finland.
- [1] H.P. Nilles, Phys. Rep. **110**, 1 (1984).
- [2] B. Abbott *et al.* (DØ Collaboration), Phys. Rev. Lett. **83**, 4937 (1999).
- [3] T. Affolder *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **88**, 041801 (2002).
- [4] V.M. Abazov *et al.* (DØ Collaboration), submitted to Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A, arXiv:physics/0507191.
- [5] G.C. Blazey *et al.*, in *Proceedings of the Workshop: "QCD and Weak Boson Physics in Run II,"* edited by U. Baur, R.K. Ellis, and D. Zeppenfeld (Fermilab, Batavia, IL, 2000), p. 47; see Sec. 3.5 for details.
- [6] R. Brun and F. Carminati, CERN Program Library Long Writeup W5013, 1993 (unpublished).
- [7] H.L. Lai *et al.*, Eur. Phys. J. C **12**, 375 (2000).
- [8] M.L. Mangano *et al.*, JHEP **0307**, 001 (2003).
- [9] T. Sjöstrand *et al.*, Comput. Phys. Commun. **135**, 238 (2001).
- [10] J.M. Campbell and R.K. Ellis, Phys. Rev. D **60**, 113006 (1999).
- [11] N. Kidonakis and R. Vogt, Int. J. Mod. Phys. A **20**, 3171 (2005).
- [12] F.E. Paige, S.D. Protopopescu, H. Baer and X. Tata, arXiv:hep-ph/0312045.
- [13] W. Beenakker, R. Hopker, M. Spira and P.M. Zerwas, Nucl. Phys. B **492**, 51 (1997).
- [14] T. Junk, Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A **434**, 435 (1999); A. Read, in *"1st Workshop on Confidence Limits,"* CERN Report No. CERN-2000-005, 2000.
- [15] T. Edwards *et al.*, FERMLAB-TM-2278-E (2004).
- [16] J. Pumplin *et al.*, JHEP **0207**, 012 (2002); D. Stump *et al.*, JHEP **0310**, 046 (2003).
- [17] C. Albajar *et al.* (UA1 Collaboration), Phys. Lett. B **198**, 261 (1987); J. Alitti *et al.* (UA2 Collaboration), Phys. Lett. B **235**, 363 (1990); LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL collaborations, note LEPSUSYWG/04-07.1 (<http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/>); S. Abachi *et al.* (DØ Collaboration), Phys. Rev. Lett. **75**, 618 (1995).

[*] On leave from IEP SAS Kosice, Slovakia.

Annexe B

V. M. Abazov *et al.* [DØ Collaboration],
“Search for scalar leptoquarks in the acoplanar jet topology
in p anti-p collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV,”
Phys. Lett. **B 640** (2006) 230.

**Search for scalar leptoquarks in the acoplanar jet topology
in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV**

V.M. Abazov,³⁶ B. Abbott,⁷⁶ M. Abolins,⁶⁶ B.S. Acharya,²⁹ M. Adams,⁵² T. Adams,⁵⁰ M. Agelou,¹⁸
J.-L. Agram,¹⁹ S.H. Ahn,³¹ M. Ahsan,⁶⁰ G.D. Alexeev,³⁶ G. Alkhazov,⁴⁰ A. Alton,⁶⁵ G. Alverson,⁶⁴
G.A. Alves,² M. Anastasoie,³⁵ T. Andeen,⁵⁴ S. Anderson,⁴⁶ B. Andrieu,¹⁷ M.S. Anzelc,⁵⁴ Y. Arnoud,¹⁴
M. Arov,⁵³ A. Askew,⁵⁰ B. Asman,⁴¹ A.C.S. Assis Jesus,³ O. Atramentov,⁵⁸ C. Autermann,²¹ C. Avila,⁸
C. Ay,²⁴ F. Badaud,¹³ A. Baden,⁶² L. Bagby,⁵³ B. Baldin,⁵¹ D.V. Bandurin,⁶⁰ P. Banerjee,²⁹ S. Banerjee,²⁹
E. Barberis,⁶⁴ P. Bargassa,⁸¹ P. Baringer,⁵⁹ C. Barnes,⁴⁴ J. Barreto,² J.F. Bartlett,⁵¹ U. Bassler,¹⁷ D. Bauer,⁴⁴
A. Bean,⁵⁹ M. Begalli,³ M. Begel,⁷² C. Belanger-Champagne,⁵ L. Bellantoni,⁵¹ A. Bellavance,⁶⁸ J.A. Benitez,⁶⁶
S.B. Beri,²⁷ G. Bernardi,¹⁷ R. Bernhard,⁴² L. Bertzon,¹⁵ I. Bertram,⁴³ M. Besançon,¹⁸ R. Beuselinck,⁴⁴
V.A. Bezzubov,³⁹ P.C. Bhat,⁵¹ V. Bhatnagar,²⁷ M. Binder,²⁵ C. Biscarat,⁴³ K.M. Black,⁶³ I. Blackler,⁴⁴
G. Blazey,⁵³ F. Blekman,⁴⁴ S. Blessing,⁵⁰ D. Bloch,¹⁹ K. Bloom,⁶⁸ U. Blumenschein,²³ A. Boehnlein,⁵¹ O. Boeriu,⁵⁶
T.A. Bolton,⁶⁰ G. Borissov,⁴³ K. Bos,³⁴ T. Bose,⁷⁸ A. Brandt,⁷⁹ R. Brock,⁶⁶ G. Brooijmans,⁷¹ A. Bross,⁵¹
D. Brown,⁷⁹ N.J. Buchanan,⁵⁰ D. Buchholz,⁵⁴ M. Buehler,⁸² V. Buescher,²³ S. Burdin,⁵¹ S. Burke,⁴⁶
T.H. Burnett,⁸³ E. Busato,¹⁷ C.P. Buszello,⁴⁴ J.M. Butler,⁶³ P. Calfayan,²⁵ S. Calvet,¹⁵ J. Cammin,⁷² S. Caron,³⁴
W. Carvalho,³ B.C.K. Casey,⁷⁸ N.M. Cason,⁵⁶ H. Castilla-Valdez,³³ S. Chakrabarti,²⁹ D. Chakraborty,⁵³
K.M. Chan,⁷² A. Chandra,⁴⁹ D. Chapin,⁷⁸ F. Charles,¹⁹ E. Cheu,⁴⁶ F. Chevallier,¹⁴ D.K. Cho,⁶³ S. Choi,³²
B. Choudhary,²⁸ L. Christofek,⁵⁹ D. Claes,⁶⁸ B. Clément,¹⁹ C. Clément,⁴¹ Y. Coadou,⁵ M. Cooke,⁸¹ W.E. Cooper,⁵¹
D. Coppage,⁵⁹ M. Corcoran,⁸¹ M.-C. Cousinou,¹⁵ B. Cox,⁴⁵ S. Crépe-Renaudin,¹⁴ D. Cutts,⁷⁸ M. Ćwiok,³⁰
H. da Motta,² A. Das,⁶³ M. Das,⁶¹ B. Davies,⁴³ G. Davies,⁴⁴ G.A. Davis,⁵⁴ K. De,⁷⁹ P. de Jong,³⁴ S.J. de Jong,³⁵
E. De La Cruz-Burelo,⁶⁵ C. De Oliveira Martins,³ J.D. Degenhardt,⁶⁵ F. Déliot,¹⁸ M. Demarteau,⁵¹ R. Demina,⁷²
P. Demine,¹⁸ D. Denisov,⁵¹ S.P. Denisov,³⁹ S. Desai,⁷³ H.T. Diehl,⁵¹ M. Diesburg,⁵¹ M. Doidge,⁴³ A. Dominguez,⁶⁸
H. Dong,⁷³ L.V. Dudko,³⁸ L. Duflot,¹⁶ S.R. Dugad,²⁹ A. Duperrin,¹⁵ J. Dyer,⁶⁶ A. Dyshkant,⁵³ M. Eads,⁶⁸
D. Edmunds,⁶⁶ T. Edwards,⁴⁵ J. Ellison,⁴⁹ J. Elmsheuser,²⁵ V.D. Elvira,⁵¹ S. Eno,⁶² P. Ermolov,³⁸ J. Estrada,⁵¹
H. Evans,⁵⁵ A. Evdokimov,³⁷ V.N. Evdokimov,³⁹ S.N. Fatakia,⁶³ L. Feligioni,⁶³ A.V. Ferapontov,⁶⁰ T. Ferbel,⁷²
F. Fiedler,²⁵ F. Filthaut,³⁵ W. Fisher,⁵¹ H.E. Fisk,⁵¹ I. Fleck,²³ M. Ford,⁴⁵ M. Fortner,⁵³ H. Fox,²³ S. Fu,⁵¹
S. Fuess,⁵¹ T. Gadfort,⁸³ C.F. Galea,³⁵ E. Gallas,⁵¹ E. Galyaev,⁵⁶ C. Garcia,⁷² A. Garcia-Bellido,⁸³ J. Gardner,⁵⁹
V. Gavrilov,³⁷ A. Gay,¹⁹ P. Gay,¹³ D. Gelé,¹⁹ R. Gelhaus,⁴⁹ C.E. Gerber,⁵² Y. Gershtein,⁵⁰ D. Gillberg,⁵
G. Ginther,⁷² N. Gollub,⁴¹ B. Gómez,⁸ A. Goussiou,⁵⁶ P.D. Grannis,⁷³ H. Greenlee,⁵¹ Z.D. Greenwood,⁶¹
E.M. Gregores,⁴ G. Grenier,²⁰ Ph. Gris,¹³ J.-F. Grivaz,¹⁶ S. Grünendahl,⁵¹ M.W. Grunewald,³⁰ F. Guo,⁷³
J. Guo,⁷³ G. Gutierrez,⁵¹ P. Gutierrez,⁷⁶ A. Haas,⁷¹ N.J. Hadley,⁶² P. Haefner,²⁵ S. Hagopian,⁵⁰ J. Haley,⁶⁹
I. Hall,⁷⁶ R.E. Hall,⁴⁸ L. Han,⁷ K. Hanagaki,⁵¹ K. Harder,⁶⁰ A. Harel,⁷² R. Harrington,⁶⁴ J.M. Hauptman,⁵⁸
R. Hauser,⁶⁶ J. Hays,⁵⁴ T. Hebbeker,²¹ D. Hedin,⁵³ J.G. Hegeman,³⁴ J.M. Heinmiller,⁵² A.P. Heinson,⁴⁹
U. Heintz,⁶³ C. Hensel,⁵⁹ G. Hesketh,⁶⁴ M.D. Hildreth,⁵⁶ R. Hirosky,⁸² J.D. Hobbs,⁷³ B. Hoeneisen,¹² H. Hoeth,²⁶
M. Hohlfeld,¹⁶ S.J. Hong,³¹ R. Hooper,⁷⁸ P. Houben,³⁴ Y. Hu,⁷³ Z. Hubacek,¹⁰ V. Hynek,⁹ I. Iashvili,⁷⁰
R. Illingworth,⁵¹ A.S. Ito,⁵¹ S. Jabeen,⁶³ M. Jaffré,¹⁶ S. Jain,⁷⁶ K. Jakobs,²³ C. Jarvis,⁶² A. Jenkins,⁴⁴ R. Jesik,⁴⁴
K. Johns,⁴⁶ C. Johnson,⁷¹ M. Johnson,⁵¹ A. Jonckheere,⁵¹ P. Jonsson,⁴⁴ A. Juste,⁵¹ D. Käfer,²¹ S. Kahn,⁷⁴
E. Kajfasz,¹⁵ A.M. Kalinin,³⁶ J.M. Kalk,⁶¹ J.R. Kalk,⁶⁶ S. Kappler,²¹ D. Karmanov,³⁸ J. Kasper,⁶³
P. Kasper,⁵¹ I. Katsanos,⁷¹ D. Kau,⁵⁰ R. Kaur,²⁷ R. Kehoe,⁸⁰ S. Kermiche,¹⁵ S. Kesiosoglou,⁷⁸ N. Khalatyan,⁶³
A. Khanov,⁷⁷ A. Kharchilava,⁷⁰ Y.M. Khazdheev,³⁶ D. Khatidze,⁷¹ H. Kim,⁷⁹ T.J. Kim,³¹ M.H. Kirby,³⁵
B. Klima,⁵¹ J.M. Kohli,²⁷ J.-P. Konrath,²³ M. Kopal,⁷⁶ V.M. Korablev,³⁹ J. Kotcher,⁷⁴ B. Kothari,⁷¹
A. Koubarovsky,³⁸ A.V. Kozelov,³⁹ J. Kozminski,⁶⁶ D. Krop,⁵⁵ A. Kryemadhi,⁸² T. Kuhl,²⁴ A. Kumar,⁷⁰
S. Kunori,⁶² A. Kupco,¹¹ T. Kurča,^{20,*} J. Kvita,⁹ S. Lager,⁴¹ S. Lammers,⁷¹ G. Landsberg,⁷⁸ J. Lazoflores,⁵⁰
A.-C. Le Bihan,¹⁹ P. Lebrun,²⁰ W.M. Lee,⁵³ A. Leflat,³⁸ F. Lehner,⁴² V. Lesne,¹³ J. Leveque,⁴⁶ P. Lewis,⁴⁴ J. Li,⁷⁹
Q.Z. Li,⁵¹ J.G.R. Lima,⁵³ D. Lincoln,⁵¹ J. Linnemann,⁶⁶ V.V. Lipaev,³⁹ R. Lipton,⁵¹ Z. Liu,⁵ L. Lobo,⁴⁴
A. Lobodenko,⁴⁰ M. Lokajicek,¹¹ A. Lounis,¹⁹ P. Love,⁴³ H.J. Lubatti,⁸³ M. Lynker,⁵⁶ A.L. Lyon,⁵¹ A.K.A. Maciel,²
R.J. Madaras,⁴⁷ P. Mättig,²⁶ C. Magass,²¹ A. Magerkurth,⁶⁵ A.-M. Magnan,¹⁴ N. Makovec,¹⁶ P.K. Mal,⁵⁶
H.B. Malbouisson,³ S. Malik,⁶⁸ V.L. Malyshev,³⁶ H.S. Mao,⁶ Y. Maravin,⁶⁰ M. Martens,⁵¹ S.E.K. Mattingly,⁷⁸
R. McCarthy,⁷³ D. Meder,²⁴ A. Melnitchouk,⁶⁷ A. Mendes,¹⁵ L. Mendoza,⁸ M. Merkin,³⁸ K.W. Merritt,⁵¹

A. Meyer,²¹ J. Meyer,²² M. Michaut,¹⁸ H. Miettinen,⁸¹ T. Millet,²⁰ J. Mitrevski,⁷¹ J. Molina,³ N.K. Mondal,²⁹ J. Monk,⁴⁵ R.W. Moore,⁵ T. Moulík,⁵⁹ G.S. Muanza,¹⁶ M. Mulders,⁵¹ M. Mulhearn,⁷¹ L. Mundim,³ Y.D. Mutaf,⁷³ E. Nagy,¹⁵ M. Naimuddin,²⁸ M. Narain,⁶³ N.A. Naumann,³⁵ H.A. Neal,⁶⁵ J.P. Negret,⁸ S. Nelson,⁵⁰ P. Neustroev,⁴⁰ C. Noeding,²³ A. Nomerotski,⁵¹ S.F. Novaes,⁴ T. Nunnemann,²⁵ V. O'Dell,⁵¹ D.C. O'Neil,⁵ G. Obrant,⁴⁰ V. Oguri,³ N. Oliveira,³ N. Oshima,⁵¹ R. Otec,¹⁰ G.J. Otero y Garzón,⁵² M. Owen,⁴⁵ P. Padley,⁸¹ N. Parashar,⁵⁷ S.-J. Park,⁷² S.K. Park,³¹ J. Parsons,⁷¹ R. Partridge,⁷⁸ N. Parua,⁷³ A. Patwa,⁷⁴ G. Pawloski,⁸¹ P.M. Perea,⁴⁹ E. Perez,¹⁸ K. Peters,⁴⁵ P. Pétróff,¹⁶ M. Petteni,⁴⁴ R. Piegai,¹ M.-A. Pleier,²² P.L.M. Podesta-Lerma,³³ V.M. Podstavkov,⁵¹ Y. Pogorelov,⁵⁶ M.-E. Pol,² A. Pomposh,⁷⁶ B.G. Pope,⁶⁶ A.V. Popov,³⁹ W.L. Prado da Silva,³ H.B. Prosper,⁵⁰ S. Protopopescu,⁷⁴ J. Qian,⁶⁵ A. Quadt,²² B. Quinn,⁶⁷ K.J. Rani,²⁹ K. Ranjan,²⁸ P.N. Ratoff,⁴³ P. Renkel,⁸⁰ S. Reucroft,⁶⁴ M. Rijssenbeek,⁷³ I. Ripp-Baudot,¹⁹ F. Rizatdinova,⁷⁷ S. Robinson,⁴⁴ R.F. Rodrigues,³ C. Royon,¹⁸ P. Rubinov,⁵¹ R. Ruchti,⁵⁶ V.I. Rud,³⁸ G. Sajot,¹⁴ A. Sánchez-Hernández,³³ M.P. Sanders,⁶² A. Santoro,³ G. Savage,⁵¹ L. Sawyer,⁶¹ T. Scanlon,⁴⁴ D. Schaile,²⁵ R.D. Schamberger,⁷³ Y. Scheglov,⁴⁰ H. Schellman,⁵⁴ P. Schieferdecker,²⁵ C. Schmitt,²⁶ C. Schwanenberger,⁴⁵ A. Schwartzman,⁶⁹ R. Schwiendhorst,⁶⁶ S. Sengupta,⁵⁰ H. Severini,⁷⁶ E. Shabalina,⁵² M. Shamim,⁶⁰ V. Shary,¹⁸ A.A. Shchukin,³⁹ W.D. Shephard,⁵⁶ R.K. Shivpuri,²⁸ D. Shpakov,⁵¹ V. Siccaldi,¹⁹ R.A. Sidwell,⁶⁰ V. Simak,¹⁰ V. Sirotenko,⁵¹ P. Skubic,⁷⁶ P. Slattery,⁷² R.P. Smith,⁵¹ G.R. Snow,⁶⁸ J. Snow,⁷⁵ S. Snyder,⁷⁴ S. Söldner-Rembold,⁴⁵ X. Song,⁵³ L. Sonnenschein,¹⁷ A. Sopczak,⁴³ M. Sosebee,⁷⁹ K. Soustruznik,⁹ M. Souza,² B. Spurlock,⁷⁹ J. Stark,¹⁴ J. Steele,⁶¹ V. Stolin,³⁷ A. Stone,⁵² D.A. Stoyanova,³⁹ J. Strandberg,⁴¹ M.A. Strang,⁷⁰ M. Strauss,⁷⁶ R. Ströhmer,²⁵ D. Strom,⁵⁴ M. Strovink,⁴⁷ L. Stutte,⁵¹ S. Sumowidagdo,⁵⁰ A. Sznajder,³ M. Talby,¹⁵ P. Tamburello,⁴⁶ W. Taylor,⁵ P. Telford,⁴⁵ J. Temple,⁴⁶ B. Tiller,²⁵ M. Titov,²³ V.V. Tokmenin,³⁶ M. Tomoto,⁵¹ T. Toole,⁶² I. Torchiani,²³ S. Towers,⁴³ T. Trefzger,²⁴ S. Trincas-Duvold,¹⁷ D. Tsybychev,⁷³ B. Tuchming,¹⁸ C. Tully,⁶⁹ A.S. Turcot,⁴⁵ P.M. Tuts,⁷¹ R. Unalan,⁶⁶ L. Uvarov,⁴⁰ S. Uvarov,⁴⁰ S. Uzunyan,⁵³ B. Vachon,⁵ P.J. van den Berg,³⁴ R. Van Kooten,⁵⁵ W.M. van Leeuwen,³⁴ N. Varelas,⁵² E.W. Varnes,⁴⁶ A. Vartapetian,⁷⁹ I.A. Vasilyev,³⁹ M. Vaupel,²⁶ P. Verdier,²⁰ L.S. Vertogradov,³⁶ M. Verzocchi,⁵¹ F. Villeneuve-Seguer,⁴⁴ P. Vint,⁴⁴ J.-R. Vlimant,¹⁷ E. Von Toerne,⁶⁰ M. Voutilainen,^{68,†} M. Vreeswijk,³⁴ H.D. Wahl,⁵⁰ L. Wang,⁶² J. Warchol,⁵⁶ G. Watts,⁸³ M. Wayne,⁵⁶ M. Weber,⁵¹ H. Weerts,⁶⁶ N. Wermes,²² M. Wetstein,⁶² A. White,⁷⁹ D. Wicke,²⁶ G.W. Wilson,⁵⁹ S.J. Wimpenny,⁴⁹ M. Wobisch,⁵¹ J. Womersley,⁵¹ D.R. Wood,⁶⁴ T.R. Wyatt,⁴⁵ Y. Xie,⁷⁸ N. Xuan,⁵⁶ S. Yacoub,⁵⁴ R. Yamada,⁵¹ M. Yan,⁶² T. Yasuda,⁵¹ Y.A. Yatsunenko,³⁶ K. Yip,⁷⁴ H.D. Yoo,⁷⁸ S.W. Youn,⁵⁴ C. Yu,¹⁴ J. Yu,⁷⁹ A. Yurkewicz,⁷³ A. Zatserklyaniy,⁵³ C. Zeitnitz,²⁶ D. Zhang,⁵¹ T. Zhao,⁸³ B. Zhou,⁶⁵ J. Zhu,⁷³ M. Zielinski,⁷² D. Zieminska,⁵⁵ A. Zieminski,⁵⁵ V. Zutshi,⁵³ and E.G. Zverev³⁸
(DØ Collaboration)

¹ Universidad de Buenos Aires, Buenos Aires, Argentina

² LAFEX, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, Rio de Janeiro, Brazil

³ Universidade do Estado do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro, Brazil

⁴ Instituto de Física Teórica, Universidade Estadual Paulista, São Paulo, Brazil

⁵ University of Alberta, Edmonton, Alberta, Canada, Simon Fraser University, Burnaby, British Columbia, Canada, York University, Toronto, Ontario, Canada, and McGill University, Montreal, Quebec, Canada

⁶ Institute of High Energy Physics, Beijing, People's Republic of China

⁷ University of Science and Technology of China, Hefei, People's Republic of China

⁸ Universidad de los Andes, Bogotá, Colombia

⁹ Center for Particle Physics, Charles University, Prague, Czech Republic

¹⁰ Czech Technical University, Prague, Czech Republic

¹¹ Center for Particle Physics, Institute of Physics, Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague, Czech Republic

¹² Universidad San Francisco de Quito, Quito, Ecuador

¹³ Laboratoire de Physique Corpusculaire, IN2P3-CNRS, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, France

¹⁴ Laboratoire de Physique Subatomique et de Cosmologie, IN2P3-CNRS, Université de Grenoble 1, Grenoble, France

¹⁵ CPPM, IN2P3-CNRS, Université de la Méditerranée, Marseille, France

¹⁶ IN2P3-CNRS, Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay, France

¹⁷ LPNHE, IN2P3-CNRS, Universités Paris VI and VII, Paris, France

¹⁸ DAPNIA/Service de Physique des Particules, CEA, Saclay, France

¹⁹ IPHC, IN2P3-CNRS, Université Louis Pasteur, Strasbourg, France, and Université de Haute Alsace, Mulhouse, France

²⁰ Institut de Physique Nucléaire de Lyon, IN2P3-CNRS, Université Claude Bernard, Villeurbanne, France

²¹ III. Physikalisches Institut A, RWTH Aachen, Aachen, Germany

²² Physikalisches Institut, Universität Bonn, Bonn, Germany

²³ Physikalisches Institut, Universität Freiburg, Freiburg, Germany

²⁴ Institut für Physik, Universität Mainz, Mainz, Germany

²⁵ Ludwig-Maximilians-Universität München, München, Germany

- ²⁶ *Fachbereich Physik, University of Wuppertal, Wuppertal, Germany*
²⁷ *Panjab University, Chandigarh, India*
²⁸ *Delhi University, Delhi, India*
²⁹ *Tata Institute of Fundamental Research, Mumbai, India*
³⁰ *University College Dublin, Dublin, Ireland*
³¹ *Korea Detector Laboratory, Korea University, Seoul, Korea*
³² *SungKyunkwan University, Suwon, Korea*
³³ *CINVESTAV, Mexico City, Mexico*
³⁴ *FOM-Institute NIKHEF and University of Amsterdam/NIKHEF, Amsterdam, The Netherlands*
³⁵ *Radboud University Nijmegen/NIKHEF, Nijmegen, The Netherlands*
³⁶ *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*
³⁷ *Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia*
³⁸ *Moscow State University, Moscow, Russia*
³⁹ *Institute for High Energy Physics, Protvino, Russia*
⁴⁰ *Petersburg Nuclear Physics Institute, St. Petersburg, Russia*
⁴¹ *Lund University, Lund, Sweden, Royal Institute of Technology and Stockholm University, Stockholm, Sweden, and Uppsala University, Uppsala, Sweden*
⁴² *Physik Institut der Universität Zürich, Zürich, Switzerland*
⁴³ *Lancaster University, Lancaster, United Kingdom*
⁴⁴ *Imperial College, London, United Kingdom*
⁴⁵ *University of Manchester, Manchester, United Kingdom*
⁴⁶ *University of Arizona, Tucson, Arizona 85721, USA*
⁴⁷ *Lawrence Berkeley National Laboratory and University of California, Berkeley, California 94720, USA*
⁴⁸ *California State University, Fresno, California 93740, USA*
⁴⁹ *University of California, Riverside, California 92521, USA*
⁵⁰ *Florida State University, Tallahassee, Florida 32306, USA*
⁵¹ *Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois 60510, USA*
⁵² *University of Illinois at Chicago, Chicago, Illinois 60607, USA*
⁵³ *Northern Illinois University, DeKalb, Illinois 60115, USA*
⁵⁴ *Northwestern University, Evanston, Illinois 60208, USA*
⁵⁵ *Indiana University, Bloomington, Indiana 47405, USA*
⁵⁶ *University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556, USA*
⁵⁷ *Purdue University Calumet, Hammond, Indiana 46323, USA*
⁵⁸ *Iowa State University, Ames, Iowa 50011, USA*
⁵⁹ *University of Kansas, Lawrence, Kansas 66045, USA*
⁶⁰ *Kansas State University, Manhattan, Kansas 66506, USA*
⁶¹ *Louisiana Tech University, Ruston, Louisiana 71272, USA*
⁶² *University of Maryland, College Park, Maryland 20742, USA*
⁶³ *Boston University, Boston, Massachusetts 02215, USA*
⁶⁴ *Northeastern University, Boston, Massachusetts 02115, USA*
⁶⁵ *University of Michigan, Ann Arbor, Michigan 48109, USA*
⁶⁶ *Michigan State University, East Lansing, Michigan 48824, USA*
⁶⁷ *University of Mississippi, University, Mississippi 38677, USA*
⁶⁸ *University of Nebraska, Lincoln, Nebraska 68588, USA*
⁶⁹ *Princeton University, Princeton, New Jersey 08544, USA*
⁷⁰ *State University of New York, Buffalo, New York 14260, USA*
⁷¹ *Columbia University, New York, New York 10027, USA*
⁷² *University of Rochester, Rochester, New York 14627, USA*
⁷³ *State University of New York, Stony Brook, New York 11794, USA*
⁷⁴ *Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973, USA*
⁷⁵ *Langston University, Langston, Oklahoma 73050, USA*
⁷⁶ *University of Oklahoma, Norman, Oklahoma 73019, USA*
⁷⁷ *Oklahoma State University, Stillwater, Oklahoma 74078, USA*
⁷⁸ *Brown University, Providence, Rhode Island 02912, USA*
⁷⁹ *University of Texas, Arlington, Texas 76019, USA*
⁸⁰ *Southern Methodist University, Dallas, Texas 75275, USA*
⁸¹ *Rice University, Houston, Texas 77005, USA*
⁸² *University of Virginia, Charlottesville, Virginia 22901, USA*
⁸³ *University of Washington, Seattle, Washington 98195, USA*

(Dated: June 07, 2006)

A search for leptoquarks has been performed in 310pb^{-1} of data from $p\bar{p}$ collisions at a center-of-mass energy of 1.96 TeV, collected by the D0 detector at the Fermilab Tevatron Collider. The

topology analyzed consists of acoplanar jets with missing transverse energy. The data show good agreement with standard model expectations, and a lower mass limit of 136 GeV has been set at the 95% C.L. for a scalar leptoquark decaying exclusively into a quark and a neutrino.

PACS numbers: 14.80.-j, 13.85.Rm

Many extensions of the standard model (SM) that attempt to explain the apparent symmetry between quarks and leptons predict the existence of leptoquarks (LQ) [1]. These new particles are scalar or vector bosons that carry the quantum numbers of a quark-lepton system. They are expected to decay into a quark and a charged lepton with a branching fraction β , or into a quark and a neutrino with a branching fraction $(1 - \beta)$. At $p\bar{p}$ colliders, leptoquarks can be pair produced, if sufficiently light, primarily by $q\bar{q}$ annihilation and gluon-gluon fusion, with a production cross section independent of the unknown leptoquark-quark-lepton coupling. For $\beta = 0$, the resulting final state consists of a pair of acoplanar quark jets with missing transverse energy, \cancel{E}_T , carried away by the two neutrinos.

In this Letter, a search for leptoquarks that decay into a quark and a neutrino, using data collected at a center-of-mass energy of 1.96 TeV with the D0 detector during Run II of the Fermilab Tevatron Collider, is reported. The production cross section for vector leptoquark pairs is larger than that for scalar leptoquarks, but it is model dependent. The interpretation of the results is therefore presented in terms of scalar leptoquark masses. The most constraining 95% C.L. lower mass limit for $\beta = 0$, previous to this search, was 117 GeV, obtained by the CDF Collaboration with 191 pb⁻¹ of Run II data [2].

A detailed description of the D0 detector can be found in Ref. [3]. The central tracking system consists of a silicon microstrip tracker and a fiber tracker, both located within a 2 T superconducting solenoidal magnet. A liquid-argon and uranium calorimeter covers pseudorapidities up to $|\eta| \approx 4.2$, where $\eta = -\ln[\tan(\theta/2)]$ and θ is the polar angle with respect to the proton beam direction. The calorimeter consists of three sections housed in separate cryostats: the central one covers $|\eta| \lesssim 1.1$, and the two end sections extend the coverage to larger $|\eta|$. The calorimeter is segmented in depth, with four electromagnetic layers followed by up to five hadronic layers. It is also segmented in projective towers of size 0.1×0.1 in η - ϕ space, where ϕ is the azimuthal angle in radians. Calorimeter cells are formed by the intersections of towers and layers. Additional energy sampling is provided by scintillating tiles between cryostats. An outer muon system, covering $|\eta| < 2$, consists of a layer of tracking detectors and scintillation trigger counters in front of 1.8 T iron toroids, followed by two similar layers beyond the toroids.

For this search, data collected with a jets + \cancel{E}_T trigger have been analyzed. At the first level, this trigger selects events in which at least three calorimeter trigger towers

of size $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.2 \times 0.2$ record a transverse energy in excess of 5 GeV. At the second and third trigger levels, requirements are placed on \cancel{E}_T , the vector sum of the jet transverse momenta ($\cancel{E}_T = |\sum_{\text{jets}} \vec{p}_T|$). Coarse jets are reconstructed from trigger towers at the second level, while the full detector information is used at the third level. The \cancel{E}_T thresholds are 20 and 30 GeV at the second and third levels, respectively. The trigger efficiency is larger than 98% for events fulfilling the selection criteria of this analysis. Data quality requirements on the performance of each detector subsystem yielded an available integrated luminosity of 310 pb⁻¹.

The offline analysis utilized jets reconstructed with the iterative midpoint cone algorithm[4] with a cone size of 0.5. The jet energy calibration was derived from the transverse momentum balance in photon+jet events. Only jets with $p_T > 15$ GeV that passed general quality criteria, based on the jet longitudinal profile in the calorimeter, were selected for this analysis. The missing transverse energy was calculated from all calorimeter cells, corrected for the energy calibration of reconstructed jets and for the momentum of reconstructed muons.

The sample of approximately 14 million events collected with the jets + \cancel{E}_T trigger was reduced by requiring the following preselection criteria to be satisfied: at least two jets; $\cancel{E}_T > 40$ GeV; $\cancel{E}_T > 40$ GeV, where, in contrast to \cancel{E}_T , information from energy not belonging to reconstructed jets is taken into account; and $\Delta\Phi < 165^\circ$, where $\Delta\Phi$ is the acoplanarity of the two leading jets, i.e., the two jets with the largest transverse momenta, defined as the difference between their azimuthal angles. To ensure that the selected events were well contained in the detector, the position of the interaction vertex along the beam direction was required to be within 60 cm of the detector center.

Events in which the presence of obvious calorimeter noise could be detected were rejected. The inefficiency associated with this procedure was measured using events collected at random beam crossings (zero-bias events), and events collected with an unbiased trigger and containing exactly two jets back-to-back in azimuth. At this stage, 306,937 events survived.

Signal efficiencies and SM backgrounds have been evaluated using a full GEANT [5] based simulation of events, with a Poisson average of 0.8 minimum-bias events superimposed, corresponding to the luminosity profile in the data sample analyzed. These simulated events were reconstructed in the same way as the data. The jet energies further received calibration corrections and an additional smearing to take into account residual differ-

ences between data and simulation, as determined with photon+jet events. The instrumental background due to jet energy mismeasurements in QCD multijet production was estimated directly from the data.

The SM processes expected to yield the largest background contributions are vector boson production in association with jets, among which $Z \rightarrow \nu\nu$ is irreducible. Vector boson pair production and top quark production have also been considered. All of these processes were generated with ALPGEN 1.3[6], interfaced with PYTHIA 6.202[7] for the simulation of initial and final state radiation and for jet hadronization. The parton distribution functions (PDFs) used were CTEQ5L[8]. The next-to-leading order (NLO) cross sections for vector boson production in association with jets were calculated with MCFM 3.4.4[9] and the CTEQ5M PDFs.

The production of scalar leptoquarks via the processes $q\bar{q}$ or $gq \rightarrow LQ\bar{L}Q$ was simulated with PYTHIA and the CTEQ5L PDFs. The chosen leptoquark masses ranged from 80 to 140 GeV, in steps of 5 GeV. For each mass, 10,000 events were generated. The NLO leptoquark pair production cross sections were calculated using a program based on Ref.[10], with CTEQ6.1M PDFs[11]. For the mass range considered, they vary from 52.4 to 2.38 pb. These nominal values were obtained for a renormalization and factorization scale equal to the leptoquark mass.

The selection criteria for this analysis are listed in Table I, together with the numbers of events surviving at each step and with the cumulative efficiency for a leptoquark mass of 140 GeV. The jet kinematic cuts **C1** to **C4** reject a large fraction of the SM and instrumental backgrounds. They take advantage of the central signal production and decay by requiring that $|\eta_{\text{det}}|$ be smaller than 1.5 for the two leading jets, where η_{det} is the pseudorapidity measured from the detector center. Cut **C5**, where EMF is the fraction of jet energy contained in the electromagnetic section of the calorimeter, rejects jets likely due to photons or electrons.

In cut **C6**, the total transverse energy of the charged particles emanating from the interaction vertex and associated with a jet, as measured in the tracking system, is compared to the jet transverse energy recorded in the calorimeter. The charged particle fraction CPF, i.e. the ratio of these two quantities, is expected to be close to zero either if a wrong interaction vertex was selected, in which case it is unlikely that the charged tracks truly associated with the jet will come from the selected vertex, or if the jet is a fake one, e.g. due to calorimeter noise, in which case there should be no real charged tracks associated with it. The efficiency of this jet confirmation procedure was determined using events containing two jets back-to-back in azimuth.

Cut **C7** was applied to suppress further the instrumental background, which is enriched in multijet events by the acoplanarity requirement. The efficiency of such a jet

TABLE I: Numbers of data events selected and signal cumulative efficiencies for $m_{LQ} = 140$ GeV at various stages of the analysis. The leading and subleading jets are denoted jet-1 and jet-2.

Cut applied	Events left	Signal eff. (%)
Initial cuts	306,937	58.8
C1 : jet-1 $p_T > 60$ GeV	206,116	48.7
C2 : jet-1 $ \eta_{\text{det}} < 1.5$	160,323	46.8
C3 : jet-2 $p_T > 50$ GeV	48,979	24.8
C4 : jet-2 $ \eta_{\text{det}} < 1.5$	42,028	22.7
C5 : jet-1 jet-2 EMF < 0.95	40,821	22.3
C6 : jet-1 jet-2 CPF > 0.05	34,746	22.2
C7 : exactly two jets	5,213	15.3
C8 : $\cancel{E}_T > 70$ GeV	492	11.8
C9 : isolated electron veto	465	11.7
C10 : isolated muon veto	399	11.6
C11 : isolated track veto	287	10.0
C12 : $\Delta\Phi_{\text{max}} - \Delta\Phi_{\text{min}} < 120^\circ$	180	9.4
C13 : $\Delta\Phi_{\text{max}} + \Delta\Phi_{\text{min}} < 280^\circ$	124	8.4
C14 : $\cancel{E}_T > 80$ GeV	86	7.0

multiplicity cut is sensitive to the modeling of initial and final state radiation (ISR/FSR). To verify the simulation of these effects, $(Z \rightarrow ee) + \geq 2$ -jet events were selected in the data, and compared to a simulation by ALPGEN for the production of $(Z \rightarrow ee) + 2$ -jets, with ISR/FSR jets added by PYTHIA. The two leading jets were required to fulfil criteria similar to those used in the analysis, and the numbers of events with additional jets were compared between data and simulation, as well as the p_T spectra of those jets. The small deficit observed in the simulation, located mostly at $p_T < 20$ GeV, was used to correct the signal and background simulations, and the statistical power of this test was taken as a systematic uncertainty.

After cut **C8**, the level of the instrumental background is largely reduced and is similar to the level of the SM backgrounds. The final \cancel{E}_T cut value (cut **C14**) was optimized as explained below.

Cuts **C9**, **C10** and **C11**, reject a large fraction of the events originating from W/Z +jet processes. In cut **C9**, an electron with $p_T > 10$ GeV is declared isolated if the calorimeter energy in a cone of radius 0.4 in η - ϕ around the electron direction does not exceed the energy contained in the electromagnetic layers inside a cone of radius 0.2 by more than 15%. In cut **C10**, a muon with $p_T > 10$ GeV is declared isolated if the calorimeter energy in a hollow cone with inner and outer radii 0.1 and 0.4 around the muon direction is smaller than 2.5 GeV, and if the sum of the transverse energies of charged tracks, other than the muon, in a cone of radius 0.5 is smaller than 2.5 GeV. In cut **C11**, a charged track with $p_T > 5$ GeV is declared isolated if no charged track with $p_T > 0.5$ GeV is found within a hollow cone of radii 0.1 and 0.4 around the track considered. This cut was specifically designed to reject hadronic decays of τ -leptons; the use of a hollow, rather than full cone renders it efficient also in case

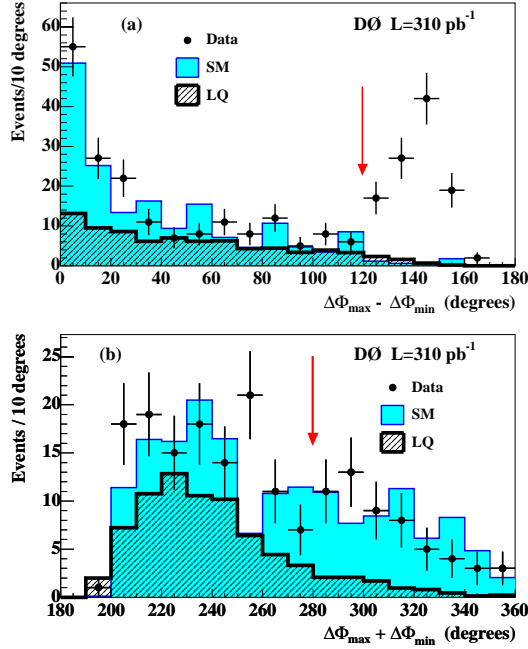


FIG. 1: Distributions of $\Delta\Phi_{\max} - \Delta\Phi_{\min}$ (a) and of $\Delta\Phi_{\max} + \Delta\Phi_{\min}$ (b) for data (points with error bars), for SM backgrounds (shaded histograms), and for a 140 GeV LQ signal (hatched histograms). In the $\Delta\Phi_{\max} - \Delta\Phi_{\min}$ distribution, cuts **C1** to **C11** are applied. The excess in data beyond 120° is attributed to the non-simulated instrumental background. In the $\Delta\Phi_{\max} + \Delta\Phi_{\min}$ distribution, the cut $\Delta\Phi_{\max} - \Delta\Phi_{\min} < 120^\circ$ (**C12**) has been applied in addition. The locations of cuts **C12** and **C13** are indicated by arrows in (a) and (b), respectively.

of decays into three charged particles.

The angular correlations between the jet and \cancel{E}_T directions are used to suppress both the instrumental and SM backgrounds. To this end, the minimum $\Delta\Phi_{\min}(\cancel{E}_T, \text{any jet})$ and maximum $\Delta\Phi_{\max}(\cancel{E}_T, \text{any jet})$ of the azimuthal angle differences between the \cancel{E}_T direction and the direction of any of the two jets are combined as shown in Fig. 1. It can be seen in Fig. 1a that cut **C12** rejects most of the remaining instrumental background, which is responsible for the excess beyond 120° . Cut **C13**, which suppresses SM backgrounds at the expense of a moderate reduction of the signal efficiency, was optimized as explained below. The variable $\Delta\Phi_{\max} + \Delta\Phi_{\min}$ is the one which discriminates best the signal and the irreducible background from $(Z \rightarrow \nu\nu) + 2\text{-jets}$. Its effect is demonstrated in Fig. 1b.

Finally, the \cancel{E}_T and $\Delta\Phi_{\max} + \Delta\Phi_{\min}$ cuts were optimized for a 140 GeV LQ mass so as to minimize the cross section expected to be excluded in the absence of signal. Cut **C8** was removed, and \cancel{E}_T cut values ranging from

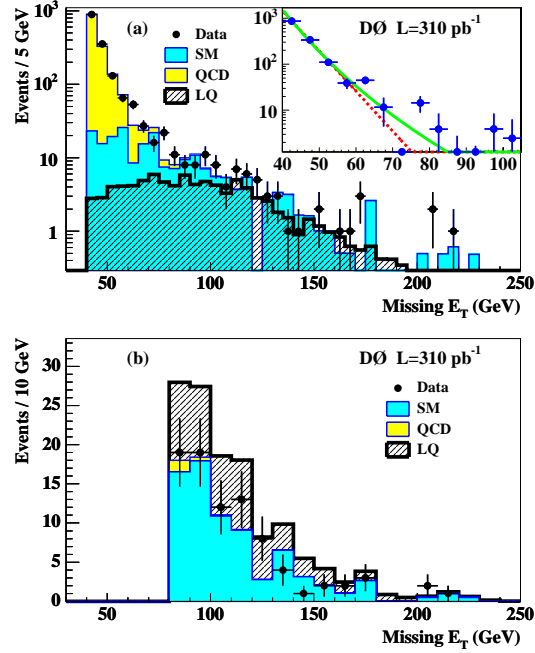


FIG. 2: Distributions of \cancel{E}_T for data (points with error bars), for SM backgrounds (heavy-shaded histograms), for the instrumental background (labeled QCD, light-shaded histograms), and for a 140 GeV LQ signal. In (a), all cuts except **C8** and **C14** are applied, the LQ signal is shown as a hatched histogram, and the insert shows how the instrumental background contribution is estimated from power law (solid curve) and exponential (dashed curve) fits. The \cancel{E}_T distribution in (b) is after all cuts, with the same shading code but with the signal contribution now displayed on top of all backgrounds.

60 to 90 GeV were probed in 10 GeV steps. The cut on $\Delta\Phi_{\max} + \Delta\Phi_{\min}$ was varied between 260° and 300° in steps of 10° . For each set of cuts, the instrumental background was estimated as explained below. The systematic uncertainties discussed further down were taken into account in the calculation of the expected limits. The optimal set of cuts reported as **C13** and **C14** in Table I selects 86 data events.

The instrumental background was estimated from exponential and power law fits to the \cancel{E}_T distribution (insert of Fig. 2a) in the range $[40, 60]$ GeV, where the signal contribution is negligible, after subtraction of the SM expectation. Both fits were extrapolated beyond the \cancel{E}_T cut value, and the average of the two results was taken as the instrumental background estimate, with a systematic uncertainty accounting for the difference between the two fit results. The final \cancel{E}_T distribution is shown in Fig. 2b. The values of the SM and instrumental backgrounds are given in Table II. The largest background sources are, as expected, $(Z \rightarrow \nu\nu) + 2\text{-jets}$ and

TABLE II: Numbers of events expected from standard model, instrumental and total backgrounds; number of data events selected; and number of signal events expected for $m_{LQ} = 140$ GeV, assuming the nominal production cross section. For the total SM and total backgrounds, as well as for the signal, the first uncertainties are statistical and the second systematic. The uncertainties on the individual SM backgrounds are statistical. The uncertainty on the instrumental background is mostly systematic from the difference between the power law and exponential fits.

$(Z \rightarrow \nu\nu)+2\text{-jets}$	34.6 ± 4.3
$(W \rightarrow \ell\nu)+\text{jets}$	$35.0^{+9.1}_{-8.7}$
$(Z \rightarrow \ell\ell)+\text{jets}$	$0.3^{+0.4}_{-0.2}$
$t\bar{t}$	1.9 ± 0.1
WW, WZ, ZZ	1.2 ± 0.2
Total SM background	$72.9^{+10.1}_{-9.7} {}^{+10.6}_{-12.1}$
Instrumental background	2.3 ± 1.2
Total background	$75.2^{+10.1}_{-9.7} {}^{+10.7}_{-12.2}$
Data events selected	86
Signal ($m_{LQ} = 140$ GeV)	$51.8 \pm 1.8^{+5.6}_{-4.6}$

$(W \rightarrow \ell\nu)+\text{jets}$ ($\ell = e, \mu, \tau$).

The signal efficiencies at various stages of the analysis are given in Table I for $m_{LQ} = 140$ GeV. The efficiency decreases together with the leptoquark mass, reaching 1.6% at 100 GeV. The number of signal events expected for a leptoquark mass of 140 GeV is indicated in Table II.

The following sources of systematic uncertainty are fully correlated between SM background and signal expectations: the relative jet energy calibration between data and simulation: $^{+4}_{-8}\%$ for the SM background and $^{+6}_{-4}\%$ for the signal; the relative jet energy resolution between data and simulation: $^{+2}_{-4}\%$ for the SM background and negligible for the signal; the efficiency of the jet multiplicity cut: $\pm 3\%$, after corrections of -3% for the SM background and -2% for the signal; the trigger efficiency: $\pm 2\%$ after all selection cuts; and the integrated luminosity of the analysis sample: $\pm 6.5\%$.

In addition to the $^{+14}_{-13}\%$ statistical uncertainty of the simulation, the normalization of the SM background expectation is affected by a $\pm 12\%$ uncertainty, as inferred from a comparison of data and simulated $(Z \rightarrow ee)+2\text{-jet}$ events selected with the same criteria for the jets as in the analysis sample. The uncertainty of ± 1.2 events on the instrumental background was estimated from power law and exponential fits to the \cancel{E}_T distribution, as explained previously. As a check, the same procedure was applied to the events with $\Delta\Phi_{\max} - \Delta\Phi_{\min} > 120^\circ$, which are dominated by the instrumental background contribution. This showed that the high \cancel{E}_T tail is somewhat underestimated, possibly by as much as nine events, which leads to conservative results in terms of limit setting. Finally, the

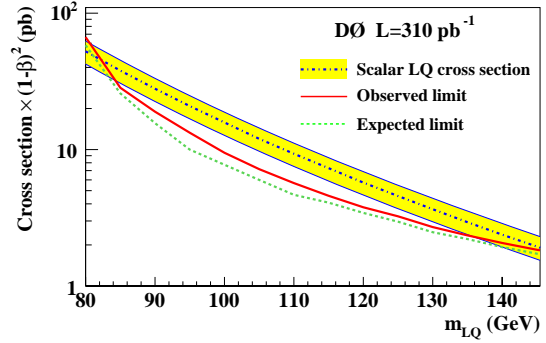


FIG. 3: Observed (solid curve) and expected (dashed curve) 95% C.L. upper limits on the cross section times $(1 - \beta)^2$ as functions of the leptoquark mass. The nominal cross section for scalar-leptoquark pair production is also shown for $\beta = 0$ (dash-dotted curve), with the shaded band indicating the uncertainty due to the choices of PDFs and of renormalization and factorization scale.

uncertainty on the signal efficiency due to the PDF choice was determined to be $^{+6}_{-4}\%$, using the twenty-eigenvector basis of the CTEQ6.1M PDF set [11].

As can be seen in Table II and Fig. 2b, no significant excess of events is observed in the data above the background expectation. Therefore, given the number of selected events, the SM and instrumental background expectations, the integrated luminosity of 310 pb^{-1} , the signal selection efficiency as a function of the leptoquark mass, and the statistical and systematic uncertainties discussed above, a 95% C.L. upper limit on the cross section times $(1 - \beta)^2$ has been determined as shown in Fig. 3, using the modified frequentist CL_s approach [12]. The expected limit in the absence of signal is also indicated.

The nominal theoretical cross section for the pair production of scalar leptoquarks is also shown in Fig. 3. It was obtained based on Ref. [10] with CTEQ6.1M PDFs and for a renormalization and factorization scale μ_{rf} equal to the leptoquark mass. The uncertainty associated with the PDF choice was estimated using the full set of CTEQ6.1M eigenvectors and combined quadratically with the variations obtained when μ_{rf} was modified by a factor of two up or down. For a leptoquark mass of 140 GeV, the PDF uncertainty on the theoretical cross section amounts to $^{+18}_{-13}\%$ and the scale variation results in a change of $^{+11}_{-13}\%$, the quadratic sum being $^{+21}_{-19}\%$. Reducing the nominal cross section by this theoretical uncertainty, shown as the shaded band in Fig. 3, a lower mass limit of 136 GeV is derived at the 95% C.L. Masses smaller than 85 GeV, to which this analysis is not sensitive, have been excluded previously [2, 13]. The cross section limit obtained here was combined with the results of the published D0 search for first-generation scalar lep-

toquarks in the $eeqq$ and $e\nu qq$ final states [14], and the lower mass limit of 136 GeV was seen to hold independent of β .

In summary, a search for acoplanar jet final states in $p\bar{p}$ collisions at 1.96 TeV, performed using a data sample of 310 pb^{-1} collected by the D0 detector, revealed no deviation from the standard model expectation. For a single-generation scalar leptoquark, a lower mass limit of 136 GeV has been obtained for $\beta = 0$. While a tighter limit is available for third-generation leptoquarks [15], due to the increased signal purity achieved with heavy flavor tagging, this is the most stringent limit to date for first- and second-generation scalar leptoquarks decaying exclusively into a quark and a neutrino.

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); CAPES, 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); PPARC (United Kingdom); MSMC (Czech Republic); CRC Program, CFI, NSERC and WestGrid Project (Canada); BMBF and DFG (Germany); SFI (Ireland); The Swedish Research Council (Sweden); Research Corporation; Alexander von Humboldt Foundation; and the Marie Curie Program.

[*] On leave from IEP SAS Kosice, Slovakia.

- [†] Visitor from Helsinki Institute of Physics, Helsinki, Finland.
- [‡] Visitor from Lewis University, Romeoville, IL, USA
- [1] J.C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. D **10**, 275 (1974); H. Georgi and S. Glashow, Phys. Rev. Lett. **32**, 438 (1974); B. Schrempp and F. Schrempp, Phys. Lett. B **153**, 101 (1985).
- [2] D. Acosta *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. D **71**, 112001 (2005), and Erratum *ibid.* **71**, 119901 (2005).
- [3] V. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), “The Upgraded D0 Detector,” to be published in Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A, arXiv: physics/0507191.
- [4] G.C. Blazey *et al.*, “Run II Jet Physics: Proceedings of the Run II QCD and Weak Boson Physics Workshop,” arXiv: hep-ex/0005012.
- [5] R. Brun and F. Carminati, CERN Program Library Long Writeup W5013, 1993 (unpublished).
- [6] M.L. Mangano *et al.*, JHEP **0307**, 001 (2003).
- [7] T. Sjöstrand *et al.*, Comput. Phys. Commun. **135**, 238 (2001).
- [8] H.L. Lai *et al.*, Eur. Phys. J. C **12**, 375 (2000).
- [9] J. Campbell and R.K. Ellis, Phys. Rev. D **60**, 113006 (1999).
- [10] M. Krämer *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 341 (1997).
- [11] J. Pumplin *et al.*, JHEP **0207**, 012 (2002); D. Stump *et al.*, *ibid.*, **0310**, 046 (2003).
- [12] T. Junk, Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A **434**, 435 (1999); A. Read, in “First Workshop on Confidence Limits,” CERN Report No. CERN-2000-005, 2000.
- [13] D.E. Acosta and S.K. Blessing, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **49**, 389 (1999), and references therein.
- [14] V. Abazov *et al.* (D0 Collaboration), Phys. Rev. D **71**, 071104 (2005).
- [15] T. Affolder *et al.* (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **85**, 2056 (2000).

Annexe C

M. Carena, J. Hubisz, M. Perelstein and P. Verdier,
“Collider signature of T-quarks,”
Phys. Rev. **D 75** (2007) 091701.

Collider Signature of T-quarks

Marcela Carena¹, Jay Hubisz¹, Maxim Perelstein², and Patrice Verdier³

¹*Fermi National Accelerator Laboratory, Batavia, Illinois 60510, USA*

²*Laboratory of Elementary Particle Physics, Department of Physics, Cornell University, Ithaca, New York 14853, USA*

³*Institut de Physique Nucléaire de Lyon, IN2P3-CNRS, Université Lyon 1, Villeurbanne, France*
(July 18, 2007)

Little Higgs models with T Parity contain new vector-like fermions, the T-odd quarks or “T-quarks”, which can be produced at hadron colliders with a QCD-strength cross section. Events with two acoplanar jets and large missing transverse energy provide a simple signature of T-quark production. We show that searches for this signature with the Tevatron Run II data can probe a significant part of the Little Higgs model parameter space not accessible to previous experiments, exploring T-quark masses up to about 400 GeV. This reach covers parts of the parameter space where the lightest T-odd particle can account for the observed dark matter relic abundance. We also comment on the prospects for this search at the Large Hadron Collider (LHC).

Introduction — Little Higgs (LH) models [1] (for reviews, see [2,3]) provide an interesting scenario for physics at the TeV scale, alternative to other popular scenarios such as supersymmetry or extra dimensions. The LH models contain a Higgs boson of mass m_h up to several hundred GeV, as well as additional gauge bosons, fermions, and scalar particles with masses in the 100 GeV – 5 TeV range. These models describe the physics up to a “cutoff scale” of order 10 TeV, beyond which they need to be embedded in a more fundamental theory. The hierarchy between the Higgs mass and the cutoff scale is due to the fact that the Higgs is a pseudo-Nambu-Goldstone boson, corresponding to a global symmetry spontaneously broken at a scale $f \sim 1$ TeV. Explicit breaking of the global symmetry by gauge and Yukawa couplings induces a non-trivial Higgs potential via quantum effects, triggering electroweak symmetry breaking (EWSB). However, the one-loop quadratically divergent contribution to the Higgs mass vanishes due to the special “collective” nature of the explicit global symmetry breaking, and thus the Higgs mass can be achieved with minimal fine-tuning.

Early implementations of the Little Higgs mechanism suffered from severe constraints from precision electroweak fits [4]. These constraints are elegantly avoided by the introduction of T Parity [5], a discrete Z_2 symmetry which is constructed in such a way that all the Standard Model (SM) states are even, while most new TeV-scale states of the LH model are odd. This construction forbids all tree-level corrections to precision electroweak observables from the new states. Many LH models can be extended to incorporate T Parity. In this letter, we focus on one of the simplest examples, the Littlest Higgs model with T Parity (LHT) [6]. Precision electroweak constraints on this model have been analyzed at the one-loop level [7], and it was shown to provide consistent fits for values of f as low as 500 GeV, avoiding fine tuning. The model also provides an attractive dark matter candidate [8,9], the lightest T-odd particle (LTP).

Consistent implementation of T Parity in the LHT model requires the introduction of a T-odd vector-like fermion partner for each left-handed T-even SM fermion,

yielding six new Dirac T-odd quarks (“T-quarks”), $\tilde{Q}_i^a = (\tilde{U}_i^a, \tilde{D}_i^a)$, and six new Dirac T-odd leptons (“T-leptons”), $\tilde{L}_i = (\tilde{E}_i, \tilde{N}_i)$, where $i = 1 \dots 3$ is the generation index and a is the color index. The masses of these states lie in the 100 GeV – few TeV range. The main goal of this letter is to analyze the collider phenomenology of the T-quarks.

Model — The LHT model has been discussed in detail elsewhere [3,6–8]; here, it suffices to summarize the features important for our analysis. The LHT is based on a weakly gauged non-linear sigma model (nlsm). The global symmetry breaking pattern is $SU(5) \rightarrow SO(5)$, resulting in 14 Nambu-Goldstone bosons. The symmetry breaking scale, f (the pion decay constant of the nlsm), is a free parameter; in the absence of fine tuning, $f \sim 1$ TeV. The nlsm is valid up to the cutoff scale $\Lambda \sim 4\pi f \sim 10$ TeV. The physics above the cutoff scale will not be discussed here since it is outside of the reach of the Tevatron and the LHC. The gauge symmetry group is $[SU(2) \times U(1)]^2$, broken at the scale f down to the diagonal subgroup, $SU(2)_L \times U(1)_Y$, which is identified with the SM electroweak gauge symmetry. Four Nambu-Goldstone bosons are absorbed in this breaking; the remaining 10 form the SM Higgs doublet, H , and a new $SU(2)_L$ scalar triplet, Φ .

At the quantum level, explicit breaking of the $SU(5)$ global symmetry by gauge and Yukawa couplings induces a potential for H and triggers EWSB, $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_{\text{em}}$. The action of T Parity in the gauge sector interchanges the two sets of $SU(2) \times U(1)$ gauge fields. The T-even combinations of the gauge bosons correspond to the SM W, Z and γ , whereas the T-odd combinations, denoted by $\tilde{W}^a (a = \pm, 3)$ and \tilde{B} , acquire masses at the scale f :

$$M(\tilde{W}^a) \approx gf, \quad M(\tilde{B}) \approx \frac{g'f}{\sqrt{5}} \approx 0.16f, \quad (1)$$

where g and g' are the SM $SU(2)_L$ and $U(1)_Y$ gauge couplings, and corrections of order v^2/f^2 due to the EWSB have been neglected. Note that the T-odd $U(1)$ gauge boson, \tilde{B} , or so called “heavy photon” is quite light com-

pared to f . In large parts of the parameter space, the \tilde{B} is the LTP, and is stable. Since the \tilde{B} is weakly interacting, its stability poses no cosmological difficulties, and in fact it can act as WIMP dark matter [8,9]. In the analysis of this letter we will assume that the heavy photon is the LTP. The scale f is bounded from below by precision electroweak data [7] and the corresponding bound on the LTP mass is $M(\tilde{B}) > 80$ GeV.

The masses of the T-quarks and T-leptons are given by

$$M_{ij}(\tilde{Q}) = \kappa_{ij}^Q f, \quad M_{ij}(\tilde{L}) = \kappa_{ij}^L f, \quad (2)$$

where the couplings κ are free parameters. In this letter, we will focus on the T-quarks of the first two generations, and assume that they have a common mass, \tilde{M} . This degeneracy eliminates any potential loop-level flavor-changing effects via the GIM mechanism [10]. Experimental bounds on the flavor-conserving four-fermion operators such as $eeuu$ and $eedd$ imply the bound [7]

$$\tilde{M} < 4.8 \text{ TeV} \left(\frac{f}{\text{TeV}} \right)^2. \quad (3)$$

T-quark contributions to precision electroweak observables have been computed in [7], and do not impose any new bound on \tilde{M} . To avoid charged/colored LTP, we require $\tilde{M} > M(\tilde{B})$.

The LHT model contains additional states in the top sector, required to cancel the one-loop quadratic divergence in the Higgs mass from top loops. The collider phenomenology of these states [8,21], however, does not play a role in this analysis.

Before proceeding, it is useful to compare and contrast the spectrum of the LHT model with the more familiar case of the minimal supersymmetric standard model (MSSM). In both models, SM states acquire parity-odd partners with the same gauge quantum numbers. For example, the \tilde{W}^a and \tilde{B} bosons of the LHT model are the analogues of the wino and bino of the MSSM; the T-quarks and T-leptons are the counterparts of squarks and sleptons. The two important differences are: (1) the LHT partners have the same spin as the SM states; and (2) in the LHT, partners only exist for a subset of the SM: for example, the right-handed SM fermions and the gluon do not acquire T-odd partners.

Collider Signatures — At a hadron collider, the T-quarks can be pair-produced via QCD processes:

$$q\bar{q} \rightarrow \tilde{Q}_i \tilde{\bar{Q}}_i, \quad g g \rightarrow \tilde{Q}_i \tilde{\bar{Q}}_i. \quad (4)$$

The produced T-quarks decay promptly. Due to conserved T Parity, their decay products necessarily contain the LTP \tilde{B} , leading to a missing energy signature in the detector. In particular, the decay channel

$$\tilde{Q}_i \rightarrow q_i \tilde{B} \quad (5)$$

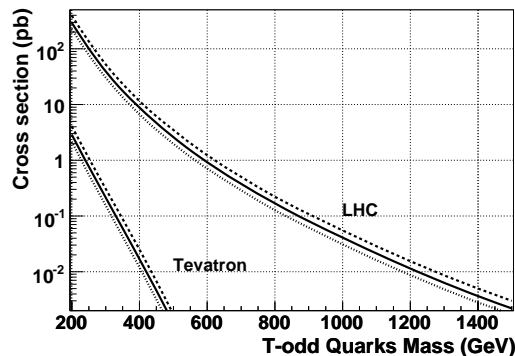


FIG. 1. Cross section of T-quark pair production (per flavor) at the Tevatron Run II and at the LHC. Solid, dashed and dotted lines correspond to $\mu = \tilde{M}$, $\tilde{M}/2$ and $2\tilde{M}$, respectively.

is open throughout the parameter space for $q_i = u, d, s, c$, with the exception of very narrow bands where the T-quarks and the LTP are nearly-degenerate. Events with both T-quarks decaying in this channel result in a $2j + \cancel{E}_T$ signature with acoplanar jets both at the Tevatron and the LHC. Within the T-quark mass range accessible at the Tevatron, the branching ratio in the channel (5) is very nearly 100%. For heavier T-quarks, competing channels such as $q\tilde{W}$ may open up, which could be relevant for LHC studies.

To analyze the experimental reach in terms of the model parameters, we have implemented the relevant sector of the LHT model in the **MadGraph** [11] parton-level event generator and simulated the reaction (4), (5). The total T-quark production cross sections (per T-quark flavor) at the Tevatron Run II and the LHC are shown in Fig. 1. The CTEQ6L1 PDF set [12] was used, and renormalization and factorization scales, μ , were varied between $\tilde{M}/2$ and $2\tilde{M}$ to obtain an estimate of the associated uncertainty. The rather large uncertainty (typically about 30%) is primarily due to the use of the leading-order matrix element, and could be improved by a next-to-leading order calculation of the process (4) in the LHT model. Based on the studies of squark production processes with similar kinematics, we expect that the NLO cross section is enhanced by $K \sim 1.3$ compared to the LO estimate. However, we do not rescale our leading order result, and so we expect our estimate is conservative.

The counterpart of the process (4), (5) in the MSSM is the production of squark pairs followed by the decay $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$. The production cross section of T-quark pairs is larger than that of squarks with the same mass due to the spin sum of the final state. However, if the T-quark and squark masses, as well as the LTP and LSP masses are equal, we find that the properties of the final-state jets (e.g. transverse energy and rapidity distributions) are essentially identical. Therefore, with the appropriate

overall rescaling, pair production and decay of T-quarks can be perfectly simulated using PYTHIA 6.323 [13] as an MSSM event generator which goes beyond the parton level. For this analysis, we generate a set of Monte Carlo events equivalent to the pair production of first and second generation T-quarks, assuming 100% branching fraction for the decay channel (5).

The DØ experiment developed two analyses searching for events in the acoplanar dijet topology using 310 pb^{-1} of data recorded during the Tevatron Run II, which can be reinterpreted as T-quark searches. The first one (“analysis A”) is the search for squark pair production described in [14]. This analysis is efficient for large mass differences between the T-quarks and the LTP. The second analysis (“analysis B”) is the search for scalar lept-quarks decaying into a quark and a neutrino [15], which is more efficient for low mass differences between T-quarks and the LTP. Those two event selections were applied to the Monte Carlo samples described above to extract signal efficiencies. As those Monte Carlo samples do not have any detector simulation, the signal efficiencies obtained in this way are overestimated. To take that effect into account, the signal efficiencies obtained at the generator level were compared to those reported in [14,15]. A conservative scale factor of 0.75 was applied on all T-quark signal efficiencies.

In Figure 2, we present the expected mass limits at the 95% C.L. in the $(\tilde{M}, M(\tilde{B}))$ plane. We have used the number of expected background events and the systematic uncertainties reported in [14,15], as well as the leading order T-quark pair production cross sections from Figure 1. In addition, the limits are computed using the modified frequentist CL_s method [16]. Also shown in Figure 2 are the regions excluded by the precision electroweak data, which place a lower bound on the scale f of about 500 GeV (see Ref. [7] for details) corresponding to $M(\tilde{B}) \gtrsim 80 \text{ GeV}$, and by the LEP squark searches [17]. Note that the LEP reach for squarks is limited by kinematics, so that the reach for T-quarks is nearly identical in spite of different production cross sections. With only 310 pb^{-1} , Tevatron Run II data can place relevant bounds on the T-quark and LTP masses, probing a region of the parameter space not accessible to previous experiments. Taking into account the factorization scale uncertainty, the expected lower bound on the T-quark mass is approximately 325 GeV if $\tilde{M} - M(\tilde{B}) \gtrsim 245 \text{ GeV}$ (where analysis A is applicable) and 265 GeV if $\tilde{M} - M(\tilde{B}) \gtrsim 140 \text{ GeV}$ (where analysis B is used). There is no strict bound for smaller values of the T-quark-LTP mass difference, since in this case the produced jets are too soft to be detected. The reach can be extended further with additional integrated luminosity. An extrapolation to $8 \text{ fb}^{-1}/\text{experiment}$ shows that T-quark masses up to 400 GeV will be probed (see Fig. 2).

A search for the $2j + \cancel{E}_T$ signature at the LHC is expected to have significantly better reach in \tilde{M} due to the higher T-quark production cross sections, see Fig. 1. We

estimate that the T-quark masses up to about 850 GeV could be probed at the 3σ level with a few fb^{-1} of integrated luminosity. To obtain this estimate, we computed the number of signal and background events at the parton level, imposing the cuts $\cancel{E}_T \geq 200 \text{ GeV}$, $p_{T \text{ jet}} \geq 200 \text{ GeV}$. We assumed that with these cuts the background is dominated by the irreducible component, Zjj with the Z decaying invisibly. This background can be calibrated using the events with the Z decaying leptonically; we assumed that the accuracy of this calibration is 10%. Note, however, that instrumental backgrounds, such as pure QCD multi-jet events with apparent \cancel{E}_T due to jet mismeasurement, will likely play an important role in limiting the reach. A careful analysis of this issue, including a full detector simulation, is required to obtain a more robust estimate of the reach. Note also that our analysis assumed $\text{Br}(\tilde{Q} \rightarrow q\tilde{B}) = 100\%$, and is not directly applicable if $M(\tilde{W}) < \tilde{M}$. (For a recent discussion of the potential signatures of T-quarks in leptonic final states at the LHC, see [18,19].)

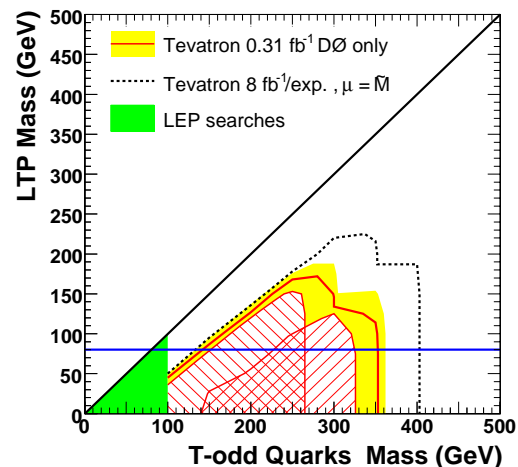


FIG. 2. Present and projected reach of the Tevatron Run II search for T-quarks in the $(\tilde{M}, M(\tilde{B}))$ plane. The thick red line shows the expected excluded region at the 95% C.L. for a luminosity of 310 pb^{-1} , and $\mu = \tilde{M}$. The yellow band shows the effect of varying the renormalization and factorization scale between $\mu = 2\tilde{M}$ and $\mu = \tilde{M}/2$. The hatched regions show the expected excluded regions by analysis A and B separately, for $\mu = 2\tilde{M}$. The dotted black line shows the projection to an integrated luminosity of 8 fb^{-1} per experiment at the Tevatron for $\mu = \tilde{M}$. The thick blue line corresponds to the indirect lower limit on the \tilde{B} mass from precision electroweak data.

T-Quark Searches and Dark Matter — The relic density of the heavy photon LTP in the LHT model is sensitive to its mass, the Higgs boson mass, and also to

the mass of T-quarks and T-leptons, due to the possibility of coannihilation between these states and the LTP. Assuming that the LTP accounts for all of the dark matter, the precise measurement of the present dark matter abundance by the WMAP collaboration ($\Omega_{\text{dm}} h^2 = 0.104^{+0.007}_{-0.010}$ [20]) imposes a tight constraint on these parameters [8,9]. In Fig. 3, the constraints obtained in Ref. [9] (for several values of the Higgs mass) are superimposed onto the Tevatron reach in the $(M, M(\tilde{B}))$ plane. Tevatron Run II experiments are already in the position to probe some of the parameter space relevant for cosmology. If a signal in the $2j + \cancel{E}_T$ channel is seen, the observed jet p_T distributions and the total cross section should allow an approximate determination of \tilde{M} and $M(\tilde{B})$. The LHC will probe the parameter space further, and, together with the expected direct measurement of the Higgs boson mass, will provide a direct collider test of the LTP dark matter hypothesis.

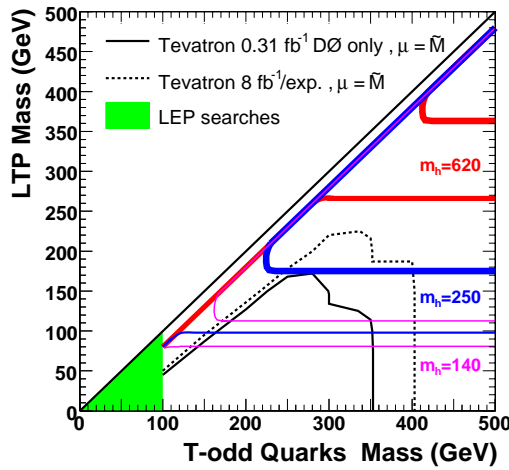


FIG. 3. Prospective reach of the T-quark search at the Tevatron Run II superimposed with the bands for which the LTP accounts for all of the observed dark matter for three representative values of the Higgs mass, 140, 250 and 620 GeV.

Discussion — The LHT signature discussed here is complementary to the previously studied signatures involving direct production of the T-odd gauge bosons and the triplet Higgs [8], as well as the T-even and T-odd partners of the top quark [8,21]. The process (4) provides a simple signature with relatively low backgrounds and a QCD-strength cross section, making it a very promising channel experimentally. On the other hand, note that while naturalness puts rather strong constraints on the masses of the new states in the gauge and top sectors, the T-odd quarks could be as heavy as 5 TeV without fine tuning. It is therefore important to pursue searches in all

possible channels to maximize the discovery potential.

It is clear that a $2j + \text{MET}$ signal will not be a conclusive signature of the LHT model. As noted above, the jet p_T , η and \cancel{E}_T distributions are identical in the LHT model and the MSSM with matching spectra. While the production cross section for the T-quarks and squarks of the same mass is different, the ambiguity in the overall mass scale due to the presence of missing energy does not allow one to easily discriminate between the two cases based on the overall rate [22]. Unambiguous discrimination between the LHT and SUSY models will require a measurement of spin correlations in cascade decays [23], if such decays are available, or will have to wait until the experiments at the International Linear Collider (ILC).

Conclusions — Events with acoplanar jets and large missing transverse energy provide a promising experimental signature for T-quarks of the LHT model at hadron colliders. Our study indicates that the Tevatron Run II has an interesting reach in this channel, even using only the first 310 pb^{-1} of the collected data. A dedicated study by the CDF and DØ collaborations in the context of the LHT model will be of great interest.

Acknowledgments — MP is supported by NSF grant PHY-0355005. Fermilab is operated by the Universities Research Association Inc., under contract DE-AC02-76CH03000 with the DOE.

-
- [1] N. Arkani-Hamed, A. G. Cohen, E. Katz and A. E. Nelson, JHEP **0207**, 034 (2002). [arXiv:hep-ph/0206021].
 - [2] M. Schmaltz and D. Tucker-Smith, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **55**, 229 (2005) [arXiv:hep-ph/0502182].
 - [3] M. Perelstein, arXiv:hep-ph/0512128.
 - [4] C. Csaki *et al.* Phys. Rev. D **67**, 115002 (2003) [arXiv:hep-ph/0211124]; Phys. Rev. D **68**, 035009 (2003) [arXiv:hep-ph/0303236]; J. L. Hewett, F. J. Petriello and T. G. Rizzo, JHEP **0310**, 062 (2003) [arXiv:hep-ph/0211218].
 - [5] H. C. Cheng and I. Low, JHEP **0309**, 051 (2003) [arXiv:hep-ph/0308199]; JHEP **0408**, 061 (2004) [arXiv:hep-ph/0405243].
 - [6] I. Low, JHEP **0410**, 067 (2004) [arXiv:hep-ph/0409025].
 - [7] J. Hubisz *et al.* JHEP **0601**, 135 (2006) [arXiv:hep-ph/0506042].
 - [8] J. Hubisz and P. Meade, Phys. Rev. D **71**, 035016 (2005) [arXiv:hep-ph/0411264].
 - [9] A. Birkedal, A. Noble, M. Perelstein and A. Spray, Phys. Rev. D **74**, 035002 (2006) [arXiv:hep-ph/0603077].
 - [10] J. Hubisz, S. J. Lee and G. Paz, JHEP **0606**, 041 (2006) [arXiv:hep-ph/0512169]; M. Blanke *et al.*, arXiv:hep-ph/0605214; arXiv:hep-ph/0609284.
 - [11] F. Maltoni and T. Stelzer, JHEP **0302**, 027 (2003). [arXiv:hep-ph/0208156].
 - [12] J. Pumplin *et al.* JHEP **0207**, 012 (2002) [arXiv:hep-ph/0201195].

- [13] T. Sjöstrand *et al.*, Comput. Phys. Commun. **135**, 238 (2001). [arXiv:hep-ph/0010017].
- [14] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Lett. B **638**, 119 (2006). [arXiv:hep-ex/0604029].
- [15] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Lett. B **640**, 230 (2006). [arXiv:hep-ex/0607009].
- [16] T. Junk, Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. A **434**, 435 (1999); A. Read, in “*1st Workshop on Confidence Limits*,” CERN Report No. CERN-2000-005, 2000.
- [17] A. Heister *et al.* (ALEPH Collaboration), Phys. Lett. B **537**, 5 (2002); P. Achard *et al.* (L3 Collaboration), Phys. Lett. B **580**, 37 (2004).
- [18] A. Freitas and D. Wyler, arXiv:hep-ph/0609103.
- [19] A. Belyaev, C. R. Chen, K. Tobe and C. P. Yuan, arXiv:hep-ph/0609179.
- [20] D. N. Spergel *et al.*, arXiv:astro-ph/0603449.
- [21] T. Han, H. E. Logan, B. McElrath and L. T. Wang, Phys. Rev. D **67**, 095004 (2003) [arXiv:hep-ph/0301040]; M. Perelstein, M. E. Peskin and A. Pierce, Phys. Rev. D **69**, 075002 (2004) [arXiv:hep-ph/0310039].
- [22] P. Meade and M. Reece, Phys. Rev. D **74**, 015010 (2006) [arXiv:hep-ph/0601124].
- [23] A. J. Barr, Phys. Lett. B **596**, 205 (2004) [arXiv:hep-ph/0405052]; J. M. Smillie and B. R. Webber, JHEP **0510**, 069 (2005); [arXiv:hep-ph/0507170]; L. T. Wang and I. Yavin, arXiv:hep-ph/0605296.

CURRICULUM VITÆ

Etat Civil

Nom, prénom : Verdier Patrice
 Date et lieu de naissance : le 13 mai 1975 à Villeurbanne (69)
 Nationalité : Française
 Situation Maritale : Marié, 2 enfants

Coordonnées

Institut de Physique Nucléaire de Lyon	Grade CNRS : CR1
Bâtiment Paul Dirac - Université Claude Bernard Lyon-1	Expérience : DØ
Domaine scientifique de la Doua	☎ +33 (0)4 72 44 85 01
4, rue Enrico Fermi	✉ +33 (0)4 72 43 14 52
69622 Villeurbanne cedex (France)	✉ verdier@ipnl.in2p3.fr

Thèse de doctorat

1998-2001 “Recherche des squarks et des gluinos dans l’expérience DELPHI au LEP”
 Institut de Physique Nucléaire de Lyon, Université Claude Bernard Lyon-1
 Mention très honorable avec les félicitations du jury
 Directeur de Thèse : M. S. Katsanevas
 Rapporteurs de la Thèse : MM. P. Binétruy et D. Froidevaux

Distinction

✧ Mention Spéciale du Jury pour le prix Jeune Chercheur Daniel Guinier (SFP, 2001).

Cursus professionnel

✧ Chargé de recherche au CNRS depuis octobre 2001 :
 ➤ au Laboratoire de l’Accélérateur Linéaire à Orsay dans l’expérience DØ (octobre 2001-mars 2005).
 ➤ à l’Institut de Physique Nucléaire de Lyon dans l’expérience DØ suite à une demande de mutation (depuis mars 2005).

Points forts des activités de recherche

✧ Recherche de nouvelles particules prédites par les extensions du modèle standard.
 ✧ Calorimétrie et algorithmes pour la reconstruction des produits de collisions de particules à très hautes énergies.

Responsabilités dans la collaboration DØ

✧ Depuis septembre 2007 : co-responsable du groupe de physique “New Phenomena”.
 ✧ Depuis octobre 2006 : membre élu de “l’Advisory Council”.
 ✧ Octobre 2005 - août 2007 : co-responsable du groupe “Calorimeter Algorithms”.
 ✧ Depuis 2004 : membre d’un comité de lecture interne pour la publication des résultats.
 ✧ Octobre 2004 - octobre 2005 : responsable du groupe de travail sur les topologies Jets+ \cancel{E}_T dans le groupe de recherche de nouvelle physique.
 ✧ Octobre 2003 - octobre 2005 : co-responsable du groupe “Calorimeter Data Quality”.
 ✧ Octobre 2003 - octobre 2006 : co-responsable du groupe “missing E_T ”.
 ✧ Depuis 2002 : *Webmaster* de la page web DØ-France : <http://d0-france.in2p3.fr>.

Autres Responsabilités

- ✧ Depuis juin 2007 : membre élu au conseil scientifique de l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Publications Principales

- ✧ M. S. Carena, J. Hubisz, M. Perelstein and P. Verdier, "Collider signature of T-quarks," Phys. Rev. **D 75** (2007) 091701.
- ✧ V. M. Abazov *et al.* [DØ Collaboration], "Search for the pair production of scalar top quarks in the acoplanar charm jet topology in p anti-p collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV," Phys. Lett. **B 645** (2007) 119
- ✧ V. M. Abazov *et al.* [DØ Collaboration], "Search for scalar leptoquarks in the acoplanar jet topology in p anti-p collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV," Phys. Lett. **B 640** (2006) 230.
- ✧ V. M. Abazov *et al.* [DØ Collaboration], "Search for squarks and gluinos in events with jets and missing transverse energy in p anti-p collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV," Phys. Lett. **B 638** (2006) 119.
- ✧ V. M. Abazov *et al.* [DØ Collaboration], "The upgraded DØ detector," Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. **A 565** (2006) 463.
- ✧ J. Abdallah *et al.* [DELPHI Collaboration], "Searches for supersymmetric particles in e+ e- collisions up to 208 GeV and interpretation of the results within the MSSM," Eur. Phys. J. **C 31** (2004) 421.
- ✧ J. Abdallah *et al.* [DELPHI Collaboration], "Search for an LSP gluino at LEP with the DELPHI detector," Eur. Phys. J. **C 26** (2003) 505.

Conférences et Séminaires

- ✧ P. Verdier, "Recherche de Nouvelles Physiques au Tevatron," Réunion du GDR SUSY, Montpellier, 14-16 mai 2007.
- ✧ P. Verdier, "Missing ET+jets signatures at the Tevatron," talk at the 2007 Aspen Winter Conference : New Physics at the Electroweak Scale and New Signals at Hadron Colliders (2007), Aspen, Colorado, 8-13 Jan 2007.
- ✧ P. Verdier, "Recent SUSY Results from DØ," Joint Experimental-Theoretical Seminar, Fermilab, juin 2006.
- ✧ P. Verdier, "Recherche de Nouvelles Physiques au Tevatron," Réunion du GDR SUSY, Grenoble, LPSC, 6-8 avril 2005.
- ✧ P. Verdier, "Search for New Physics in the Jets+MET Topology at DØ," talk at the American Physical Society's 2004 Meeting of the Division of Particles and Fields (DPF 2004), Riverside, California, 26-31 Aug 2004.
- ✧ P. Verdier, "Searches for new particles at the energy frontier at the Tevatron," talk at 23rd International Conference on Physics in Collision (PIC 2003), Zeuthen, Germany, 26-28 Jun 2003.
- ✧ P. Verdier, "New Particle Searches at the Tevatron," Talk at 3rd Meeting of the EuroGDR Supersymmetry, LAL, Orsay, 11 Dec 2003.

Encadrements

- ✧ Octobre 2006 - Octobre 2007 : C. Biscarat, post-doctorat CNRS dans le groupe DØ de l'IPN de Lyon : recherche des squarks dans la topologies Jets+tau(s)+ \cancel{E}_T .
- ✧ Mars 2005 - Mai 2007 : contribution à l'encadrement de T. Millet, étudiant en thèse dans le groupe DØ de l'IPN de Lyon sur la "Recherche de gluinos dans la topologie à jets de quarks b et énergie transverse manquante avec le détecteur DØ au Tevatron". Thèse soutenue le 11 mai 2007 (membre du jury).
- ✧ Printemps/Été 2007 : T. Garel, étudiant en master, stage non-obligatoire dans le groupe DØ de l'IPN de Lyon, "Etudes du quark top dans le canal $t\bar{t} \rightarrow b\bar{\nu}bq\bar{q}$ ".
- ✧ Printemps/Été 2006 : R. Charlassier, stage de master obligatoire dans le groupe DØ de l'IPN de Lyon, "Etude de la résolution des mesures en énergie transverse manquante en vue de l'amélioration de la mesure de la masse du top dans le canal di-électron dans l'expérience DØ au Tevatron".

- ✧ Printemps/été 2005 : R. Charlassier, stage de master obligatoire dans le groupe DØ de l'IPN de Lyon, “Mesure de la section efficace du processus $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^- + n \text{ jets}$ à $\sqrt{s}=1.96$ TeV dans l'expérience DØ au Tevatron”.
- ✧ Automne 2002 : encadrement d'un étudiant du DEA “Champs, Particules, Matière” d'Orsay pour son stage “détection” sur le banc de test des cartes $L2\beta$ au LAL.

Remerciements

Je remercie François Richard, Bernard D'Almagne et Bernard Ille de m'avoir accueilli au Laboratoire de l'Accélérateur linéaire et à l'Institut de Physique Nucléaire de Lyon.

Je remercie les membres du jury et rapporteurs : Abdelhak, Suzanne, Jean-François, Bernard, Patrick Pierre et Terry. Ce document a grandement bénéficié de votre lecture minutieuse et de vos corrections.

Trois fois merci à toi, Pierre : pour m'avoir attiré après ma thèse sur cette expérience DØ avec une méthode de recrutement digne de l'armée russe ; pour m'avoir permis de travailler avec toi sur ce projet L2 β pour lequel j'ai énormément appris et où je me suis beaucoup amusé ; et pour ton hospitalité à Fermilab.

Merci à toute l'équipe L2 β du service électronique du LAL : Dominique Cuisy, Bernard Debennerot, Pierre Imbert, Henry Rosenzweig et tout particulièrement Bernard Lavigne grâce à qui j'ai appris tout ce que je devais savoir en électronique.

Merci à vous, Jan, Catherine, Krisztian, Gérald, Patrice, Steve, Tibor, Michel, Arnaud, Christophe, Frédéric et Sophie : votre expertise et votre aide a toujours été indispensable. Je pense également aux doctorants du LAL et de l'IPNL que j'ai eu le plaisir de cotoyer, tout particulièrement Alex et Nikola : votre présence tard le soir au bureau pour partager une pizza ou un chinois ont égayé mes séjours aux bulles durant ces 8 mois d'aller-retour entre Lyon et Orsay.

Il m'est impossible de nommer ici toutes les personnes de la collaboration DØ sans qui les résultats rapportés dans ce document n'auraient pu être obtenus, mais je pense particulièrement à vous. Merci aux membres de DØ-France pour cette ambiance fort conviviale à Fermilab.

Enfin, merci Jean-François et Laurent. J'ai découvert grâce à vous toutes les facettes de l'analyse dans DØ. Merci pour vos conseils, vos critiques, et pour votre disponibilité. J'ai pu apprécié la redoutable efficacité d'un travail d'équipe lorsque tu es à la baguette, Jean-François : je te remercie pour cette expérience très enrichissante.

Céleste et Julie, ces années où j'ai travaillé sur DØ resteront toujours associées à vos jeunes années. Je pense à tout ce temps passé à Fermilab au lieu d'être avec vous. Merci de m'avoir toujours attendu à l'aéroport avec votre joie de vivre inébranlable et votre inépuisable énergie. Merci Aurélie pour ton soutien et pour nos filles.

Résumé

Depuis le démarrage du Run IIa du Tevatron en 2001, l'expérience DØ enregistre les produits de collisions $p\bar{p}$ à une énergie dans le centre de masse de 1,96 TeV. Tout d'abord, les travaux de développement d'une carte électronique pour le système de déclenchement de niveau 2 de DØ sont présentées. Ces cartes ont été installées en 2003 et fonctionnent parfaitement depuis cette date. Les performances de la reconstruction de l'énergie transverse manquante (\cancel{E}_T) sont ensuite décrites. Cette quantité est importante en collisionneur de hadrons notamment pour les recherches de nouvelles particules. Enfin, les squarks et les gluinos, partenaires supersymétriques des quarks et des gluons, seraient les particules supersymétriques les plus abondamment produites au Tevatron si leur masse est suffisamment faible. Ces particules ont été recherchées dans $0,96 \text{ fb}^{-1}$ de données enregistrées par DØ lors du Run IIa. L'état final considéré est celui composé de jets et d'une grande énergie transverse manquante. Les nombres d'événements observés sont en bon accord avec les prédictions du modèle standard. Des limites inférieures à 95% de niveau de confiance sur la masse des squarks et des gluinos ont été obtenues dans le cadre du modèle mSUGRA. Les contributions à d'autres analyses des données de DØ sont également décrites. Ces analyses sont la recherche des leptoquarks de première génération et des squarks dans la topologie jets+ τ (s)+ \cancel{E}_T . La possibilité d'interpréter les résultats des analyses jets+ \cancel{E}_T dans un modèle "Little Higgs" est alors discutée.

Mots Clés : Tevatron, DØ, énergie transverse manquante, jet, supersymétrie, squark, gluino.

Abstract

The DØ experiment is recording $p\bar{p}$ collisions at a center-of-mass energy of 1.96 TeV since the beginning of the Run IIa of the Tevatron in 2001. The design of processor boards for the DØ level 2 trigger system is first presented. Those boards were installed in 2003, and they are working perfectly since that date. Performances of missing transverse energy (\cancel{E}_T) reconstruction are then described. This quantity is important at hadron colliders especially for new particles searches. Finally, squarks and gluinos, supersymmetric partners of quarks and gluons, could be the most copiously produced supersymmetric particles at the Tevatron, if they are sufficiently light. Those particles were searched for in 0.96 fb^{-1} of data recorded by DØ during the Run IIa. The final state consists of jets and missing transverse energy. The numbers of observed events are in good agreement with the Standard Model predictions. Lower mass limits at 95% confidence level are obtained on the squark and gluino masses in the framework of the mSUGRA model. Contributions to other DØ data analyses are also shortly described. Those analyses are the search for first generation leptoquarks and the search for squarks in jets+ τ (s)+ \cancel{E}_T events. The possibility to constrain a "Little Higgs" model using the results of the jets+ \cancel{E}_T searches is then discussed.

Key Words : Tevatron, DØ, missing transverse energy, jet, supersymmetry, squark, gluino.