ORSAY
n° d'ordre : xxxx

LAL 04-29
Juillet 2004

UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

Présentée

Pour obtenir

Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PARIS XI ORSAY

par

Vu Anh Tuan

Recherche de particules supersymétriques dans les canaux dimuons avec le détecteur DØ au TeVatron

Soutenue le 06 Juillet 2004 devant la Commission d'examen

M.	B.	D'ALMAGNE	Président
M.	V.	BÜSCHER	Rapporteur
M.	M.	DAVIER	Examinateur
M.	P.	FAYET	Examinateur
M.	D.	FROIDEVAUX	Rapporteur
M.	M.	JAFFRE	Directeur de thèse

– It's our choices that show what we are really, far more than our abilities.

A. Dumbledore, *Harry Potter and the Chamber of Secrets*

Table des matières

Avant propos **1**

Introduction **1**

1 Théorie **3**
1.1 Le Modèle Standard . . . 3
1.2 Les succès du Modèle Standard . . . 5
1.3 Au delà du Modèle Standard . . . 6
1.4 La supersymétrie . . . 6
1.5 Quelques propriétés de la supersymétrie . . . 8
1.5.1 La convergence des trois constantes de couplages . . . 8
1.5.2 Le problème du secteur de Higgs du Modèle Standard . . . 9
1.5.3 La non-renormalisation . . . 9
1.6 L'algèbre supersymétrique . . . 10
1.7 La supersymétrie locale . . . 10
1.8 La brisure de supersymétrie . . . 11
1.9 R-parité . . . 12
1.10 Mélange de masses dans MSSM . . . 12
1.11 Modèle dit de "Supergravité Minimale" . . . 15
1.12 Le canal recherché . . . 17

2 Brève revue de la recherche en supersymétrie **19**
2.1 Introduction . . . 19
2.2 LEP . . . 20
2.3 TeVatron . . . 23
2.3.1 Charginos et neutralinos . . . 23
2.3.2 Squarks et gluinos . . . 24
2.4 Dilepton . . . 25
2.4.1 La cinématique . . . 25
2.4.2 Bruits de fond . . . 30
2.4.3 Run I . . . 31
2.4.4 Run II . . . 32

3 Le détecteur DØ **33**
3.1 Le TeVatron . . . 33
3.2 Le détecteur DØ . . . 33
3.2.1 Le système de détection de traces . . . 35
3.2.2 Les détecteurs de pied de gerbe . . . 37
3.2.3 Le calorimètre . . . 38
3.2.4 Le spectromètre de muon . . . 39

3.2.5 Le système de déclenchement . . . 42
3.3 La détection des particules dans DØ . . . 44
3.3.1 L'échelle d'énergie des particules au DØ . . . 44
3.3.2 Allure des particules au DØ . . . 45
3.3.3 Electron/photon . . . 46
3.3.4 Muon . . . 47
3.3.5 Jets hadroniques . . . 49
3.3.6 Energie manquante transverse . . . 51

4 Analyse di-muons **53**
4.1 Sélection des données . . . 53
4.1.1 Signal squarks et gluinos . . . 53
4.1.2 Bruit de fond . . . 54
4.1.3 Données réelles . . . 55
4.2 Efficacité de déclenchement . . . 56
4.3 Efficacité de sélection de muon . . . 57
4.3.1 Efficacité d'association avec une trace centrale . . . 57
4.3.2 Efficacité d'isolation . . . 60
4.3.3 Muons issus de quarks lourds . . . 63
4.3.4 Smearing du p_T de muon simulé . . . 66
4.4 Jets et l'énergie transverse manquante MET . . . 67
4.4.1 Jets . . . 67
4.4.2 L'énergie transverse manquante MET . . . 71
4.5 Compréhension du bruit de fond . . . 71
4.5.1 Sélection des événements dimuons . . . 71
4.5.2 Comparaison des données réelles avec les événements dimuons simulés par `PYTHIA` . . . 73
4.5.3 Comparaison avec `ALPGEN` pour les événements à un jet . . . 75
4.5.4 Comparaison avec `ALPGEN` pour les événements avec deux jets . . . 78
4.6 Coupures finales . . . 82
4.7 Résultats . . . 86
4.7.1 Efficacité de sélection du signal . . . 87
4.7.2 Erreurs systématiques . . . 87
4.7.3 Limite d'exclusion . . . 89

Conclusion **91**

Annexe : Electrons mal identifiés **93**
4.8 Introduction . . . 93
4.9 Sélection des événements à deux jets . . . 94
4.10 Sélection des faux électrons . . . 97
4.11 Les taux d'identification des mauvais électrons . . . 99
4.12 Commentaires . . . 103

Bibliographie **105**

Avant propos

Cette partie est la seule dans la thèse où je n'ai pas demandé de me faire des corrections d'orthographe ou de français. Je préfère la laisse telle quelle. Je suis comme je suis.

Voici le résultat de mes trois années de travail de thèse, le début de ma carrière de recherche. Il est dur.

Trois années ne sont pas aussi longues comme elles paraissent. La rédaction de la thèse toute seule m'a pris déjà presqu'une année entière. Dans nombreux endroits dans la manuscrit, il me fallait des années de réflechir avant de pouvoir écrire quelques phrases courtes. De temps en temps, je me sentais au bout de toutes mes forces. Je ne peux comprendre une loi de physique ou une équation mathématique que si je suis capable de trouver un moyen pour visualiser, même très approximativement, le comportement des conséquences de la loi ou celui des solutions de l'équation en question. Et ceci n'est pas toujours le cas. Pour pouvoir avancer, je me suis vu fréquemment obligé de laisser un problème ouvert à côté. Après trois ans de thèse, il me reste encore beaucoup trop de choses à apprendre et à explorer.

Mais avant tout, à travers de cette expérience, je me sens bien agrandi après ces trois années. Regarder en arrière, j'ai compris que je ne le serais pas autant si je n'avais pas eu l'aide de plusieurs professeurs, chercheurs et amis qui m'ont, d'une manière ou d'une autre, apporté leur soutien inconditionel pour que je devienne comme moi aujourd'hui.

J'ai eu vraiment la chance de faire une thèse au Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire. Je remercie F. Richard et B. D'Almagne de m'avoir acceuilli au sein de ce grand laboratoire.

Merci à Daniel Froidevaux et a Volker Büscher qui sont complètment débordés par leurs responsabilités dans ATLAS et DØ d'avoir la galère de lire une version très incomplète de ma thèse et d'en faire un rapport. Vielen danke !

Merci à Pierre Fayet qui a passé des heures et des heures précieuses pour me montrer les explications maladroites dans le chapître théorique et m'aider les corriger.

Merci à Bernard D'Almagne d'avoir déplacé carrément une réunion qu'il avait fixé une demi-journée auparavant à cause de ma confirmation tardive de la date de soutenance.

Merci à Michel Davier d'avoir trouvé dans son emploi du temps surchargé un trou pour lire la thèse et pour assister à la soutenance.

Merci à Michel Jaffré, mon directeur de thèse, de m'avoir encadré pendant ces trois années. Avec lui, j'ai toujours l'indépendance totale de choisir ce que je veux faire et de passer le temps réflechir sur les aspects physiques et techniques du travail. De plus, jamais je ne l'ai entendu dire "attends-moi une minute" à moi ou à n'importe qui qui souhaite lui poser une question.

Je remercie vivement à l'équipe DØ du LAL : à Jean-François Grivaz de m'avoir conseillé venir au LAL et de m'avoir aidé sur le plan d'analyse, à Mélissa Ridel, à Florian Beaudette, à Patrice Verdier, à Slava Sharyy, à Sergey Burdine, à Pierre Pétroff et en particulier à Laurent Duflot pour leur patience et leur aide précieuse sur mes questions, mes problèmes physique ou technique. Merci au petit Nicolas et à Alex pour un atmosphère souriant. Alex est aussi en sa dernière année de thèse et malgré le stresse de son travail qu'il subit souvent, il trouve toujours de raison pour m'apporter son soutien à mon propre travail. Il me conduit fréquemment du laboratoire à la maison aux Ulis, pour m'économiser 30 minutes de marche. Bon courage pour

ta thèse, Alex !

Pendant la thèse, j'ai enseigné aux S1 et S2SM à Orsay. J'ai appris beaucoup de ce que j'ai données aux étudiants. L'expérience a été un très beau souvenir. Merci à M. Dominique Grésillon de la Direction de l'Ecole Doctorale de l'Ecole Polytechnique qui m'a permis de faire ces cours, à Azzedine Bennani, à Corinne Donzaud, à Etienne Augé, à Alexandre Dazzi, à Denis Allard, à Hervé Mathias,... et plusieurs autres collègues avec qui j'ai eu la chance de travailler pendant ce temps.

Merci à Marie-Paule Bardey, la secrétaire du directeur d'avoir le soin de tenir moi en particulier et les autres doctorants du LAL en général les informations qui nous sont utiles pour la suite de la carrière.

Pendant trois ans, quand je suis épuisé de travail, je trouve toujours le réfuge à la bibliothèque. Merci à Francoise Maréchal, la bibliothéquaire, de me donner une ambiance tellement agréable. Et elle me conduit de temps en temps de la maison au laboratoire pour m'éviter également 30 minutes de marche.

Merci à Jacques Haissinski, qui me connait à peine, mais qui passe pourtant un temps incroyable réflechir et me donner les meilleurs conseils pour m'aider trouver le bon chemin.

Merci à Yves Charon qui cherche toujours à comprendre l'état des lieux de thèse de ses étudiants dont moi-même. Il m'a rappelé fermement que "L'Ecole Doctorale n'est pas une boite aux lettres" lorsque je venais le voir pour le faire signer les papiers d'inscription de l'Université.

Merci à Mme Nicole Colson du Service du Personnel de l'Université qui m'a aidé à plusieurs reprises régler tous mes problèmes administratifs dont la majorié est causée par ma négligence.

Merci aux Professeurs Jean-Louis Basdevant et André Rougé de l'Ecole Polytechnique, les premiers à comprendre l'origine de mes problèmes scolaires, les premiers à m'accorder une confiance totale, et toujours les premiers à m'apporter un soutien sans réserve pour surmonter les difficultés.

Merci à bác Truong Nguyen Tran, un chercheur en physique de l'Ecole Polytechnique. Grâce à lui, une toute nouvelle génération de polytechniciens vietnamiens a été née. De lui, j'ai appris et développé ma propre façon de voir et de faire la physique.

Merci au Professeur Dam Trung Don, mon professeur de physique quand j'étais encore au lycée Hanoi-Amsterdam et ensuite en première année (et aussi ma seule année) universitaire au Vietnam. Je n'aurais certainement pas eu ce jour sans son soutien sans réserve. Le veille de mon départ en France, le 15 Juillet 1998, il m'a donné le dernier devoir : "Travaille bien pour laisser une chance aux autres." Il l'a fait de toute sa vie et désormais à nous de prendre le relais.

Mes amis me demandent souvent ce que c'est la physique des particules. Je ne suis pas sûr de toujours pouvoir leur répondre clairement à cette question. Cependant, je suis certain qu'ils m'ont appris une chose invaluable : le coeur de penser aux autres.

Dès le début de ma thèse, j'ai eu la chance de participer à un programme fondé par un groupe de jeunes vietnamiens à l'Ecole Polytechnique et à l'INSA Lyon. Loins des yeux et pourtant proches du coeur, ils octroyent semestriellement un montant modeste de bourse pour aider les étudiants défavorisés au Vietnam poursuivre leurs études universitaires sur place. J'ai aussi des occasions pour faire partie des activités associatives des étudiants vietnamiens en France avec des amis de différentes associations. La majorité absolue de mes amis n'a pas encore fini leurs études du deuxième cycle. Ils sont pourtant capables de montrer déjà, par leurs actions, qu'ils peuvent faire quelque chose de bien aux camarades moins chanceux qu'ils ne connaissent même pas, alors qu'eux-mêmes, ils ne gargent pas encore suffisamment leur propre vie. Il suffit d'y penser et d'en essayer.

Je remercie à Khánh, un ami de l'enfance, et à son amie, Vân Anh. Pendant les derniers mois, chaque weekend, ils essaient de me rendre visiter aux Ulis et avant leur départ pour Paris, ils font de la cuisine pour que j'ais de quoi à manger pendant à peu près une semaine, avant le

weekend prochain.

Merci à Hien, une amie de l'enfance, qui m'encourage sans cesse de croire en moi-même et d'avancer sur le chemin que j'ai choisi.

Merci à chú Tu et cô Nga. Ce dernier temps, je ne suis pas très disponible pour les voir plus souvent. Je suis cependant certain que chez eux, une aide précieuse me sera toujours apportée lorsque j'en ai besoin.

Merci à bác Vân et bác Ngọc qui m'ont encadré dès mon arrivée en France comme s'ils étaient mes parents. Ils m'ont appris mieux intégrer à la société francaise. Pendant six ans, une de leurs principales préoccupations est de m'aider mieux réussir mes études. Pendant ce temps également, j'ai eu la chance de témoigner une petite fraction des activités qu'ils ont menées aussi bien en France qu'au Vietnam, de témoigner leur détermination d'apporter une aide aux enfants orphelins en particulier et aux étudiants en général aux moments difficiles où les autres ont baissé les bras. Toute une génération des jeunes vietnamiens, ma génération, leur doit beaucoup.

Merci à mes parents et à mes soeurs. Six ans en France, loin du pays, suffisent largement pour que je comprenne que leur amour inconditionel est le plus pur et unique.

Finalement, merci à Nhi qui est toujours présente à mes côtés, qui me fait une confiance totale et avec qui je partage les moments difficiles et les moments de bonheur.

Aujourd'hui, j'ai eu ma thèse. Toutefois, elle n'est pas vraiment à moi : elle est à toutes celles et tous ceux qui, par leur propre exemple, m'ont appris vivre comme je suis.

Introduction

Etabli au cours de dernières décennies, surtout à la fin des années soixante, le Modèle Standard de la physique des particules représente toute la connaissance actuelle du domaine. Il s'agit d'un cadre théorique qui décrit au niveau quantique le comportement de la matière constituant l'Univers avec trois parmi les quatre types d'interactions fondamentales connues : l'interaction électromagnétique, l'interaction faible et l'interaction forte. La quatrième interaction, la gravitation, n'est pas encore incorporée dans le Modèle Standard.

Le secteur de matière du Modèle Standard s'organise en trois groupes, appelés familles. Chaque famille contient deux particules qui ne sont sensibles qu'aux interactions faible et électromagnétiques que nous appellons les leptons et deux autres qui interagissent en plus par l'interaction forte, les quarks. Les quarks et les leptons sont des fermions de spin $\frac{1}{2}$. Le secteur des interactions contient les particules γ, $W^{\pm}$, Z et g qui transmettent les forces entre les particules du secteur de matière. Ce sont les quanta des champs des interactions électromagnétique, faible et forte qui sont des bosons de spin 1.

Le Modèle Standard est un succès phénoménal de la physique des particules. Ses propriétés ont été vérifiées avec une précision remarquable par toutes les expériences. A l'heure actuelle, aucune déviation significative des prédictions du Modèle Standard n'a été observée. Cependant il est certain que le Modèle Standard, dans son état actuel, ne peut être une théorie finale. Plusieurs questions sur la construction du modèle sont encore laissées ouvertes.

Plusieurs idées pour élargir le Modèle Standard ont été proposées. Nous pouvons citer parmi elles la théorie de la grande unification (GUT) qui cherche à remplacer les interactions connues par une seule unifiée, les modèles aux dimensions supplémentaires qui postulent l'existence de dimensions additionnelles aux quatre de l'espace-temps dans le but d'incorporer la gravitation, ou encore des modèles dans lesquels les quarks et les leptons seraient composés de particules encore plus élémentaires ...

La supersymétrie est également une théorie pour aller au delà du Modèle Standard. Elle se base sur une algèbre qui postule une symétrie entre les bosons et les fermions, c'est à dire la physique reste invariante sous une opération qui transforme un boson en un fermion et vice versa. L'idée essentielle de la théorie est de relier le secteur des particules constituant la matière avec celui des particules messagères des interactions. L'application physique de cette algèbre prédit l'existence des nouvelles particules qui sont des partenaires supersymétriques des particules connues du Modèle Standard.

La participation des partenaires supersymétriques pourrait éventuellement aider à l'unification des trois interactions faible, électromagnétique et faible mentionnées en haut. De plus, une version de la supersymétrie dite locale, c'est à dire, la physique reste toujours invariante sous la transformation boson-fermion qui varie de point en point dans l'espace-temps, permet d'inclure naturellement la gravitation dans le modèle.

Nous rencontrerons dans les théories supersymétriques une quantité multiplicative appellée la R-parité. La R-parité sépare l'extension du Modèle Standard en deux secteurs : un contient les particules déjà connues et l'autre les particules supersymétriques. La R-parité d'une particule donnée vaut respectivement $+1$ et -1 selon son appartenance au premier ou deuxième secteur.

Dans certains modèles supersymétriques, la R-parité est conservée. Cette conservation offre parmi les partenaires supersymétriques un candidat potentiel pour le problème de la matière noire de l'Univers.

Le travail de thèse concerne la recherche de quelques particules partenaires des quarks et gluons, appelés respectivement les squarks et gluinos, auprès de l'expérience DØ au Fermilab, Chicago. Ces particules seraient produites d'une manière significative dans les collisions proton-antiproton. Leurs désintégrations en cascade peuvent contenir un ou plusieurs leptons. La signature choisie pour l'analyse dans cette thèse est le canal qui contient, entre autres, deux leptons dans l'état final.

L'organisation du manuscrit de thèse est la suivante. Dans le chapitre 1, le Modèle Standard sera brièvement présenté. Ensuite, nous aurons une présentation introductoire de la supersymétrie et quelques propriétés caractéristiques importantes des particules supersymétriques.

Le chapitre 2 est dans la continuité phénoménologique du chapitre 1. Il contient une petite revue de la recherche de ces particules supersymétriques la plus récente dans les deux collisionneurs principaux au cours des dernières années, le LEP basé au CERN, Genève et le TeVatron situé à Fermilab, près de Chicago. Les propriétés expérimentales de la recherche de squarks et gluinos, notamment celles de la signature avec des leptons dans l'état final, seront présentées plus en détail dans ce chapitre.

Le chapitre 3 sera consacré à la description du détecteur DØ ainsi que la reconstruction des particules par ce détecteur. Les améliorations qu'a subies le détecteur pour saisir l'opportunité d'une luminosité plus importante offerte par TeVatron promettent une meilleure recherche de la nouvelle physique en général et de la supersymétrie en particulier.

Le chapitre 4 décrit l'analyse de la thèse, la recherche de squarks et gluinos avec la signature la plus simple de deux muons, deux jets et l'énergie transverse manquante dans l'état final avec 170 pb^{-1} de données collectées par DØ. Un nouveau résultat préliminaire sur la limite d'exclusion de squarks et gluinos est obtenu.

En annexe, nous présenterons une étude sur la mauvaise identification des électrons par le détecteur DØ. Ce type de faux électrons est un bruit de fond important de la signature leptonique. Cette étude peut être considérée comme une préparation pour l'analyse dilepton qui contient au moins un électron dans l'état final.

L'analyse de la thèse montre que, avec certaines hypothèses sur la valeur des paramètres du modèle supersymétrique utilisé, les squarks et gluinos doivent être plus lourd que $200 - 250$ GeV environ. Elle montre également que même si l'on n'en est encore qu'à la toute première phase de prise de données, l'expérience DØ est déjà capable de produire de bons résultats.

Chapitre 1

Théorie

Dans ce chapitre, nous allons revoir d'une manière succinte le Modèle Standard des particules et des interactions fondamentales ainsi que sa structure d'interaction sous-jacente. Malgré tous ses succès expérimentaux, ce modèle ne peut être la théorie finale mais doit être considéré comme l'approximation à basse énergie d'une autre théorie plus générale. La supersymétrie s'introduit comme une possibilité prometteuse pour élargir le Modèle Standard. Nous présenterons brièvement dans le chapitre quelques propriétes générales de la supersymétrie globale et locale avant de passer à une classe spéciale de la théorie dans laquelle une symétrie dite R-parité est conservée. Cette conservation nous conduit à rechercher la supersymétrie avec sa célèbre signature de l'énergie manquante, c'est à dire avec un déséquilibre apparent du bilan d'énergie totale. A la fin du chapitre, une extension supersymétrique du Modèle Standard qui dépend d'un nombre relativement limité de paramètres, le Modèle Supergravité Minimal, sera présentée comme le modèle principal sur lequel sera basée la thèse.

1.1 Le Modèle Standard

Le Modèle Standard résume toute notre connaissance de la physique des particules actuelle. Il décrit deux sortes de particules :

- le secteur des particules constituant la matière : les leptons et les quarks
- le secteur des particules responsables des interactions entre les leptons et les quarks

Les leptons et les quarks sont de spin $\frac{1}{2}$ et se regroupent en trois familles. Chaque famille contient un lepton neutre (ν_e, ν_μ et ν_τ, respectivement, pour les trois familles), un lepton chargé (e, μ et τ), un quark de charge $+\frac{2}{3}$ (u, c et t) et un autre de charge $-\frac{1}{3}$ (d, s et b).

Le secteur des particules qui transmettent les interactions contient pour le moment les bosons de spin 1, $W^\pm$, Z, γ et g, qui représentent les quanta des interactions faible, électromagnétique et forte.

ν_e	ν_μ	ν_τ	W, Z
e	μ	τ	W, Z, γ
u	c	t	W, Z, γ, g
d	s	b	W, Z, γ, g

TAB. 1.1 – Le contenu et les interactions du Modèle Standard

Les interactions dans le Modèle Standard peuvent être résumées de la manière succinte suivante :

- les leptons neutres (neutrinos ν) sont couplés aux bosons $W^\pm$ et Z.

- les leptons chargés sont couplés aux bosons $W^{\pm}$, Z et γ.
- les quarks se couplent également aux $W^{\pm}$, Z et γ comme les leptons chargés, de plus, grâce aux trois degrés de liberté de couleur (Rouge, Bleue et Verte), ils peuvent aussi se coupler aux gluons.

Ces couplages[1], les mêmes pour les trois familles de leptons et quarks, sont représentés dans le tableau 1.1. La seule différence entre ces trois familles est la différence de masse de leurs particules composantes.

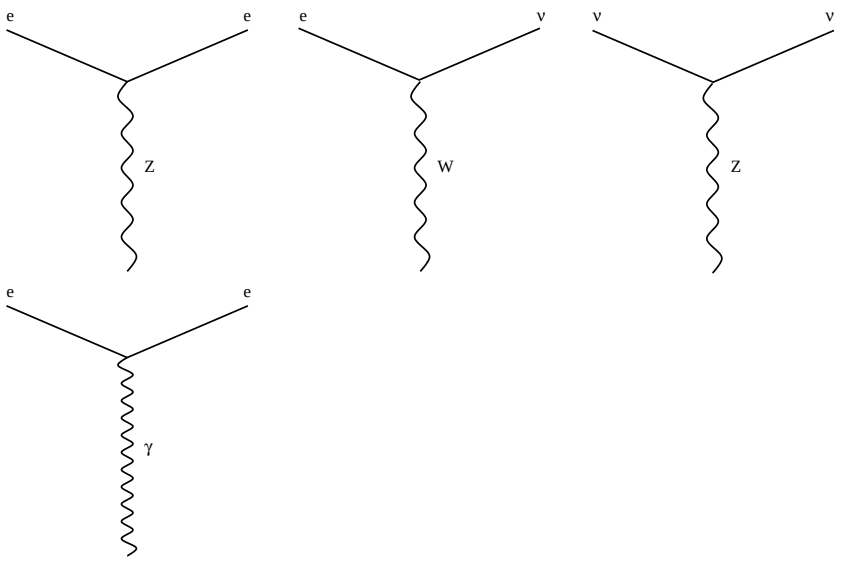

FIG. 1.1 – Diagrammes de Feynman pour les interactions des leptons dans le Modèle Standard.

Les figures 1.1 et 1.2 montrent les couplages fondamentaux des interactions des leptons et des quarks. Seule une famille y est représentée car les diagrammes sont identiques pour les deux autres. La symétrie associée aux interactions électromagnétique, faible et forte provient des groupes $U(1)$, $SU(2)$ et $SU(3)$.

Elle est fondamentalement une théorie invariante de jauge qui prend la théorie QED comme modèle [1] : pour un champ représenté mathématiquement par ϕ et un champ d'interaction représenté par $\mathcal{A}_\mu$, l'invariance de jauge demande que la physique reste inchangée sous la transformation locale

$$\begin{aligned} \mathcal{A}_\mu &\rightarrow \mathcal{A}_\mu - \partial_\mu \alpha \\ \phi &\rightarrow e^{iq\alpha}\phi \end{aligned}$$

Les propriétés caractéristiques du champ de jauge sont immédiates. Le couplage entre le champ et la particule est q. Comme la transformation de jauge ne change pas de spin de la particule représenté par le champ ϕ, le terme $e^{iq\alpha}$ se comporte comme un scalaire, ce qui explique l'origine de l'indice μ sur le champ $\mathcal{A}_\mu$. Le champ $\mathcal{A}_\mu$ représente par conséquent une particule de spin 1. Comme la valeur du champ $\mathcal{A}_\mu$ peut être changée d'une quantité arbitraitre $\partial_\mu \alpha$, le champ est nécessairement sans masse[2].

[1] Toutes les particules sont couplées avec le graviton, le quantum du champ gravitation qui porte un spin 2. A l'heure actuelle il n'existe cependant pas encore une description appropriée au niveau quantique pour inclure la gravitation dans le Modèle Standard.

[2] Il est possible de regarder cette propriété sous un autre angle. Pour être plus intuitif, prenons le cas de l'invariance locale d'isospin. L'invariance de jauge et l'invariance de Lorentz exigent que l'isospin soit conservé

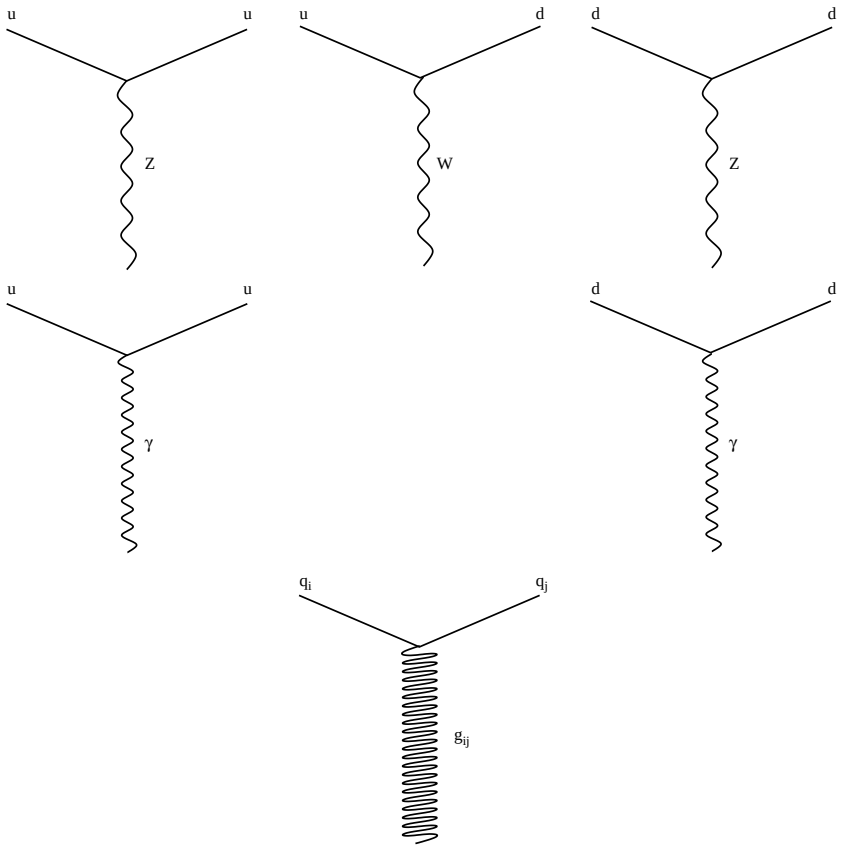

FIG. 1.2 – Diagrammes de Feynman pour les interactions des quarks dans le Modèle Standard. Ici i et j sont les degrés de couleur de quark : Rouge, Bleue et Verte.

Parmi les champs de jauge associés aux interactions faible, électromagnétique et forte, seul le quantum du champ électromagnétique, le photon γ, représente une particule sans masse. Les bosons $W^{\pm}$ et Z, les quanta du champ d'interaction faible, ne peuvent être sans masse à cause de la courte portée observée expérimentalement de l'interaction faible. Afin de donner une masse à ces bosons sans détruire la renormalisabilité de la théorie, il faut faire appel au mécanisme de Higgs. Dans le Modèle Standard, un doublet de Higgs scalaire suffit pour cette tâche. Le boson neutre restant après la brisure spontanée de la symétrie $SU(2) \times U(1)_Y$ est le boson de Higgs. Ce même boson interagit avec les fermions du Modèle Standard pour leur donner une masse. Il faut pourtant souligner que cette interaction est différente des interactions électrofaible et forte du Modèle Standard au sens où elle n'est pas une interaction de jauge [2].

1.2 Les succès du Modèle Standard

Depuis sa formulation dans les années $60 - 70$, le Modèle Standard a rencontré un grand nombre de succès. Nous n'en mentionnerons ici que quelques uns.

La description de mécanisme de l'interaction faible basée sur une invariance de jauge a été confirmée lors de la découverte de l'interaction de type courant neutre en 1973 par la

localement et que chaque fois s'il y a une variation locale de l'isospin du champ ϕ en chaque point, le changement doive être porté par le champ de jauge $\mathcal{A}_\mu$. Or la distance de transport peut être arbitrairement grande, le quantum du champ de jauge doit être de masse nulle pour conserver l'isospin localement, ou d'une manière équivalent, la symétrie de jauge.

collaboration Gargamelle [3] et ensuite celle des bosons $W^{\pm}$ et Z par les expériences UA1 et UA2 en 1983 [4]. L'existence d'une troisième famille de leptons et de quarks a été connue après les découvertes du lepton tau à SLAC [5] et du quark bottom au Fermilab [6]. Bien que l'énergie du centre de masse de collisions électron-positron au LEP ait été insuffisante pour la production directe du quark top, sa masse a été prédite par les mesures de grande précision du LEP [7] et ce quark a été observé par les deux expériences CDF et DØ au Fermilab [8].

Cette prédiction indirecte de la masse du quark top n'était pas le seul endroit où le Modèle Standard ait été testé à une précision remarquable. Les mesures de précision sur les propriétés des bosons W et Z conduites aux grands collisionneurs LEP, SLAC, HERA et TeVatron confirment également la structure d'interaction basée sur l'invariance de jauge du modèle.

A l'heure actuelle seul le boson de Higgs, la clef du mécanisme de brisure spontanée de l'électrofaible, n'a pas encore été trouvé. La masse du boson de Higgs est un paramètre libre dans le Modèle Standard. Elle peut être mesurée indirectement à travers des corrections radiatives dans les mesures très précises faite essentiellement au LEP. La limite supérieure de la masse du Higgs est d'environ 260 GeV [9]. La recherche de production directe de Higgs au LEP exclut toute valeur de sa masse inférieure à 114.4 GeV [10]. Il nous reste à voir si ces prédictions seront vérifiées par les expériences auprès des collisionneurs actuels et futurs.

1.3 Au delà du Modèle Standard

Jusqu'à maintenant aucune déviation significative au Modèle Standard n'a été observée. Il est cependant certain que le Modèle ne peut être considéré comme la théorie finale de la physique des particules. De nombreuses questions restent encore ouvertes comme :

- pourquoi les masses des particules sont-elles si différentes ?
- pourquoi avons-nous trois familles de leptons et de quarks ?
- pourquoi avons-nous quatre forces d'intensités différentes ? Ont-elles une même origine ?

Plusieurs théories ayant pour but d'étendre le Modèle Standard ont été proposées. Nous allons citer ici deux exemples typiques.

Les théories de grande unification (GUT) se proposent d'expliquer les différentes forces connues faible, électromagnétique et forte (et éventuellement la force gravitationnelle) comme les différentes manifestations à basse énergie d'une force unique. Cette unification aura lieu à une échelle d'énergie très haute par rapport à celle actuelle, typiquement de l'ordre de 10^{14-16} GeV. Les théories de grande unification traitent séparément le secteur des interactions et celui des leptons et des quarks du Modèle Standard et par conséquent elles ne franchissent pas la barrière entre deux secteurs bosoniques et fermioniques du modèle.

Au contraire, la supersymétrie, qui est le sujet de la section suivante et aussi de la thèse, se propose de connecter les bosons et les fermions en postulant une symétrie entre eux. Les théories supersymétriques possèdent plusieurs propriétés très intéressantes dont nous mentionnerons certaines dans la suite. Ces propriétés remarquables font que la supersymétrie devient une possibilité très prometteuse pour aller au delà du Modèle Standard.

1.4 La supersymétrie

La supersymétrie est basée sur une algèbre qui postule que pour chaque état fermionique (bosonique) il existe un état bosonique (fermionique) correspondant. L'application de cette algèbre au Modèle Standard prédit l'existence de nouvelles particules qui ne sont pas encore connues. Par exemple, pour l'électron qui est de spin $\frac{1}{2}$, la supersymétrie prédit l'existence de deux particules scalaires ayant la même charge que l'électron, notées $\tilde{e}_L$ et $\tilde{e}_R$ associées respectivement avec les deux états spinoriels gauche et droit de l'électron. Le neutrino électronique ν_e

ayant un seul état gauche est associée avec une particule neutre appelée $\tilde{\nu}_e$ qui avec $\tilde{e}_L$ forme un doublet $SU(2)_L$ de l'interaction faible.

La construction des superpartenaires des quarks u et d et plus généralement pour les autres familles de leptons et quarks est similaire. Deux partenaires supersymétriques $\tilde{u}_L$ et $\tilde{d}_L$ forment un doublet tandis que $\tilde{u}_R$ et $\tilde{d}_R$ se transforment comme deux singlets $SU(2)$ de l'interaction faible. Et chacun de ces quatre champs constitue un triplet $SU(3)$ de l'interaction forte, comme pour un quark ordinaire.

Le secteur des bosons de jauge nécessite une généralisation un peu plus élaborée. Nous rappelons que le mécanisme de brisure spontanée de la symétrie de jauge est a priori indépendant de la supersymétrie. Dans la version minimale du Modèle Standard, avant la brisure spontanée, il y a quatre bosons sans masse $W^{\pm}$, Z et γ et un seul doublet scalaire de Higgs (H^+, H^0). Les partenaires des bosons de jauge seront $\tilde{W}^{\pm}$, $\tilde{Z}$ et $\tilde{\gamma}$. Ces partenaires, appelés génériquement les jauginos, doivent être de spin $\frac{1}{2}$. Il est par contre impossible d'associer le seul doublet (H^+, H^0) avec deux particules de spin $\frac{1}{2}$ car cela conduirait à un fermion de Dirac chargé chiral, ce qui n'est pas acceptable. La version supersymétrique minimale du Modèle Standard demandera donc l'existence d'au moins deux doublets de Higgs (H_1^0, H_1^-) et (H_2^+, H_2^0). Il est important de noter qu'il faut également avoir deux doublets afin d'engendrer séparément la masse pour les squarks (sleptons) up et down dans ce modèle. Les partenaires supersymétriques des bosons de Higgs sont appelés les higgsinos et portent le spin $\frac{1}{2}$. Huit degrés de liberté des doublets de Higgs sont introduits dont trois sont absorbés à travers le mécanisme de Higgs pour donner la masse aux $W^{\pm}$ et Z. Parmi les cinq états physiques restants trois sont neutres : un Higgs h léger de CP pair, un Higgs H lourd de CP pair, un Higgs A de CP impair, et deux Higgs chargés $H^{\pm}$.

Quarks	(spin $\frac{1}{2}$)	Squarks (spin 0)		
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L$	u_R, d_R	$\begin{pmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{d} \end{pmatrix}_L$	$\tilde{u}_R$, $\tilde{d}_R$	
Leptons	(spin $\frac{1}{2}$)	Sleptons (spin 0)		
$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L$	e_R	$\begin{pmatrix} \tilde{e} \\ \tilde{\nu}_e \end{pmatrix}_L$	$\tilde{e}_R$	
Jauge	(spin -1)	Jauginos (spin -$\frac{1}{2}$)		
g		$\tilde{g}$		
γ		$\tilde{\gamma}$	Neutralinos	
Z		$\widetilde{Z}$	$\{\tilde{\gamma}, \widetilde{Z}, \widetilde{H}_{1,2}^0\}$	$\longleftrightarrow \tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$
$W^{\pm}$		$\widetilde{W}^{\pm}$		
Higgs	(spin -0)	Higgsinos (spin -$\frac{1}{2}$)	Charginos	
H_1^0, H_2^0		$\widetilde{H}_{1,2}^0$	$\{\widetilde{W}^{\pm}, \widetilde{H}^{\pm}\}$	$\longleftrightarrow \tilde{\chi}_{1,2}^{\pm}$
$H^{\pm}$		$\widetilde{H}^{\pm}$		

TAB. 1.2 – Le contenu en champs du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (une seule famille de quarks et de leptons est présentée).

Le contenu en champs du Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) est représenté dans le tableau 1.2. Une seule famille de quarks et de leptons y est présentée. Les deux autres familles sont très semblables. Comme les états $\tilde{Z}$, $\tilde{\gamma}$, $\tilde{H}_1^0$ et $\tilde{H}_2^0$ ont les mêmes nombres quantiques, ils peuvent être mélangés. Les quatres états propres de masse s'appellent les neu-

tralinos et dénotés en ordre croissant de masse $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_3^0$ et $\tilde{\chi}_4^0$. D'une manière similaire, les $\tilde{W}^\pm$ et $\tilde{H}^\pm$ peuvent se mélanger et leurs états propres de masse, les charginos, sont notés $\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$. Contrairement au cas des charginos et neutralinos, le gluino portant le nombre quantique couleur ne se mélange pas avec les autres jauginos.

Une particule est caractérisée par sa masse, son spin et ses couplages avec les autres particules. Dans une version supersymétrique du Modèle Standard, connaissant ces quantités des particules ordinaires du Modèle Standard, le spin et les couplages avec les autres particules des superpartenaires sont ainsi définis par la supersymétrie. Expérimentalement il est évident que les particules et leurs superpartenaires ne peuvent posséder la même masse. La supersymétrie, si elle existe, doit être brisée. Le mécanisme qui donnerait une grande masse aux particules supersymétriques reste encore le problème central de la théorie aujourd'hui.

En résumé, l'application de la supersymétrie au Modèle Standard a fait doubler le nombre de ses particules. Le MSSM n'est pas un modèle économique en particules. Par contre, comme nous avons mentionné précédemment, la supersymétrisation du Modèle Standard apporte des nouvelles propriétés importantes que nous allons explorer dans la section suivante.

1.5 Quelques propriétés de la supersymétrie

1.5.1 La convergence des trois constantes de couplages

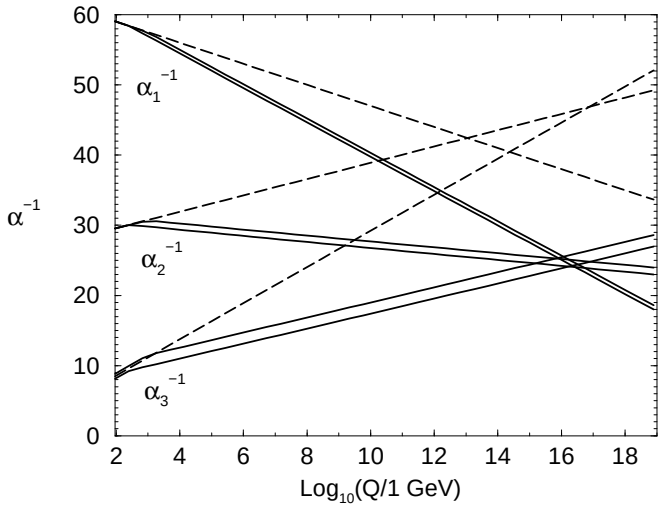

FIG. 1.3 – L'évolution des couplages de jauge $\frac{1}{\alpha_i}$ dans le Modèle Standard (pointillés) et dans le MSSM (ligne continue). Figure extraite de [11].

Les trois constantes de couplages $\frac{1}{\alpha_i}$ des groupes de jauge $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$ évoluent en première approximation indépendamment les unes les autres et linéairement en fonction du logarithme de l'échelle d'énergie $\log E$. En partant des valeurs précisément mesurées de ces 3 couplages au LEP I autour du pic de la masse du Z et en les extrapolant à l'échelle des très grandes énergies, il est montré [12] que dans le cadre du Modèle Standard avec un doublet de champs de Higgs, ces trois droites ne convergent pas (voir figure 1.3). Un modèle élargi avec cinq doublets de Higgs obtiendrait l'unification mais serait en désaccord avec la durée de vie du proton. Une extension supersymétrique minimale du Modèle Standard avec deux doublets de Higgs permet de produire la convergence des couplages et en même temps de ne pas être en désaccord avec la désintégration du proton. Pour cela, l'échelle M_{SUSY} où la supersymétrie se

manifesterait devrait être de l'ordre du TeV.

1.5.2 Le problème du secteur de Higgs du Modèle Standard

Dans le Modèle Standard, le boson de Higgs reçoit des corrections radiatives à sa masse de toutes les particules, y compris lui-même. Ces corrections sont divergentes et sont proportionnelles au carré de Λ_{UV}^2, l'impulsion ultraviolette intervenant comme coupure dans les intégrales qui devrait être représentative de l'échelle où une nouvelle physique commence à jouer un rôle significatif. S'il n'y a pas de nouvelle physique entre les échelles d'électrofaible M_W et de la grande unification $M_{GUT} \approx 10^{15-16}$ GeV, cette correction sur la masse carrée du Higgs serait d'une trentaine d'ordre de grandeur supérieure au carré de la masse du Higgs. Ce n'est pas une difficulté fondamentale du Modèle Standard lui-même, mais cela est considéré comme hautement non naturel car afin d'obtenir pour la masse du Higgs une valeur de l'ordre de M_W, il faudrait ajuster la correction à une trentaine de chiffres près.

Dans la version supersymétrique du Modèle Standard, il faudra compter également la contribution venant des nouveaux partenaires. La contribution totale de chaque particule supersymétrique à la correction d'énergie du boson de Higgs est alors de la même grandeur que celle de son partenaire mais opposée en signe. Le problème de divergence du Higgs serait a priori résolu[3].

La contribution totale des particules et leurs superpartenaires ne serait exactement nulle que si la supersymétrie n'était pas brisée. Cependant même avec la brisure de supersymétrie, il est encore possible de contrôler la correction radiative à la masse du Higgs, à une certaine condition. Notons m_B la masse d'un boson et m_F la masse de son partenaire supersymétrique, la contribution radiative de ce boson et son partenaire fermionique au boson de Higgs s'écrit comme

$$\delta m_H^2 = \mathcal{O}(\frac{\alpha}{\pi})(m_B^2 - m_F^2) \tag{1.1}$$

Pour que le problème d'ajustement fin de masse du Higgs ne ré-apparaisse pas, il faut que la différence de masse $m_B - m_F$ soit au plus de l'ordre du TeV, de même ordre que l'échelle de masse des particules supersymétriques. Nous rappelons qu'une telle valeur a été également obtenue en considérant l'unification des constantes de couplages. Ensemble, les deux signalent une possibilité de découvrir la manifestation directe de la supersymétrie au TeVatron ou au LHC.

1.5.3 La non-renormalisation

La disparition de la divergence quadratique n'est pas une propriété exclusive du secteur de Higgs. Elle est due principalement aux contributions opposées des particules et leur superpartenaires. Nous donnerons ici quelques arguments qualitatifs. Prenons par exemple le cas des sélectrons, les partenaires supersymétriques de l'électron. Supposons que la supersymétrie n'est pas brisée. L'électron et les sélectrons ont la même masse. Les corrections radiatives à l'électron renormalisent sa masse et la différence δm est proportionnelle à $m \ln \frac{\Lambda_1}{\Lambda_2}$ où Λ_1 et Λ_2 sont deux échelles de renormalisation quelconque.

Quant aux sélectrons, nous attendons par la supersymétrie que leur masse soit déplaçée de la même quantité après la renormalisation. Il est important à noter ici que ce comportement

[3] La supersymétrie n'est pas la seule solution possible. Plusieurs autres ont été proposées afin d'éviter ce problème d'ajustement fin de masse [13]. Nous pouvons citer par exemple la théorie dite technicouleur qui est inspirée par la condensation de quark-antiquark par les interactions QCD. Le mécanisme de la brisure électrofaible est supposé du à des paires de nouveaux quarks appelés techniquarks, qui intéragissent par une nouvelle interaction dite techni-QCD faisant intervenir une échelle d'énergie de l'ordre de TeV.

logarithmique est dû, entre autres, à la participation simultanée de l'électron et ses partenaires aux corrections radiatives.

Mais, la supersymétrie devant être brisée, il y a une différence de masse entre l'électron et les sélectrons. Leur masses renormalisées seront toujours différentes. Toutefois, dans les théories supersymétriques qu'on considère, la brisure de la supersymétrie ne ré-introduit pas de divergences quadratiques.

1.6 L'algèbre supersymétrique

La supersymétrie transforme un état fermionique en un état bosonique et vice versa. Les générateurs d'une telle transformation doivent porter un spin demi-entier, et sont plus précisément, de spin $\frac{1}{2}$. Ces générateurs satisfont à l'algèbre suivante :

$$\begin{array}{rcl} [Q_\alpha, M_{\mu\nu}] & = & i(\sigma_{\mu\nu})_\alpha^\beta Q_\beta \\ [\bar{Q}_\alpha, M_{\mu\nu}] & = & i(\sigma_{\mu\nu})_\alpha^\beta \bar{Q}_\beta \\ [Q_\alpha, P_\mu] & = & 0 \\ \{Q_\alpha, Q_\beta\} & = & \{\bar{Q}_{\dot\alpha}, \bar{Q}_{\dot\beta}\} \\ & = & 0 \\ \{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot\beta}\} & = & 2(\sigma^\mu)_{\alpha\dot\beta} P_\mu \end{array} \tag{1.2}$$

Ici nous utilisons la métrique $\eta_{\mu\nu} = (1, -1, -1, -1)$. Q_α et $\bar{Q}_{\dot\beta}$ sont les générateurs de Weyl à deux composantes avec $\bar{Q}_{\dot\alpha} = (Q_\alpha)^\dagger$. Les matrices σ^μ et $\bar{\sigma}^\mu$ sont définies à partir des matrices de Pauli $\sigma^\mu = (1, \sigma^1, \sigma^2, \sigma^3)$ et $\bar{\sigma}^\mu = (1, -\sigma^1, -\sigma^2, -\sigma^3)$. La matrice $\bar{\sigma}^{\mu\nu}$ est définie comme $\frac{1}{4}(\bar{\sigma}^\mu\sigma^\nu - \bar{\sigma}^\nu\sigma^\mu)$. Finalement $M_{\mu\nu}$ et P_μ sont respectivement les générateurs des transformations de Lorentz et des translations dans l'espace-temps à 4 dimensions.

Les deux premières identités de l'algèbre 1.2 décrivent la transformation des spineurs Q_α et $\bar{Q}_{\dot\alpha}$ sous une transformation de Lorentz. La troisième identité implique que les générateurs Q_α (et également $\bar{Q}_{\dot\beta}$) commutent avec l'opérateur quadri-impulsion P_μ ou d'une manière équivalente, les deux transformations supersymétrique et de translation commutent entre elles. La quatrième identité décrit simplement l'anti-commutativité des deux générateurs fermioniques conformément au principe de Pauli.

La dernière identité est vraiment nouvelle. L'interprétation de cette identité est simple : la transformation supersymétrique appliquée au générateur de supersymétrie lui-même engendre l'opérateur de quadri-impulsion. Autrement dit, il est possible de regarder la translation dans l'espace-temps à 4 dimensions comme l'opération partenaire de la transformation de supersymétrie.

1.7 La supersymétrie locale

Jusqu'ici nous n'avons considéré la supersymétrie que comme une invariance globale. Que se passe-t-il si la physique est également invariante sous une transformation de supersymétrie qui diffère localement d'un point à un autre ?

La situation ici présente beaucoup de similarités avec celle dans laquelle la symétrie locale est une invariance de jauge : une invariance locale nécessite l'inclusion d'un champ extérieur. Dénotons le quantum de ce champ $\tilde{G}$.

La masse de $\tilde{G}$ doit être nulle, exactement comme dans le cas d'un boson de jauge, si la symétrie correspondante n'est pas brisée. Pour le spin, comme la transformation de jauge relie différents états de même spin, le quantum de jauge est de spin 1. Par contre, pour la transformation de supersymétrie qui relie un état à un autre de spin différent de $\frac{1}{2}$, le quantum $\tilde{G}$ est de spin $\frac{3}{2}$.

Quelle particule joue le rôle partenaire de cette particule $\tilde{G}$? Comme $\tilde{G}$ est le quantum d'un champ de transformation supersymétrique qui varie de point en point et d'après la discussion précédente, la transformation partenaire de la transformation supersymétrique est la translation dans l'espace-temps à quatre dimensions, le partenaire du $\tilde{G}$ est le quantum d'un champ qui correspond à la translation locale. Un tel champ est connu : c'est précisément le champ gravitationnel. Le partenaire du $\tilde{G}$ est le graviton G.

La version locale du Modèle Standard Supersymétrique permet donc d'incorporer naturellement la gravitation. Elle prédit également une particule partenaire du graviton qui porte un spin $\frac{3}{2}$ et qui est de masse nulle. Pourquoi cette particule n'est-elle pas encore observée ? La section suivante fournit une réponse partielle à cette question.

1.8 La brisure de supersymétrie

Pour le moment la question de savoir comment briser la supersymétrie reste encore ouverte. Comme pour la brisure de l'invariance de jauge, on peut se demander quel mécanisme a choisi la Nature : explicite (le Lagrangien n'est pas invariant sous une transformation) ou spontané (le Lagrangien est invariant mais pas l'état du vide). La brisure explicite n'est pas très esthétique du point de vue théorique et par conséquent elle est souvent omise.

Il est difficile de briser spontanément la supersymétrie globale. La clef pour comprendre cette brisure est de ne pas avoir l'égalité entre les valeurs moyennes dans le vide des champs auxiliaires $< D >=< F >\equiv 0$ simultanément [14]. Deux options $< D >> 0$ et $< F >> 0$ correspondent à deux méthodes principales pour briser spontanément la supersymétrie. Une conséquence immédiate de la brisure de la supersymétrie globale est l'existence d'une particule de spin $\frac{1}{2}$ sans masse appelée le Goldstino[4] mais celle-ci ne peut être identifiée au neutrino, le seul fermion connu (quasiment) sans masse.

Une méthode mieux adaptée pour décrire la brisure spontanée de supersymétrie est de briser la supersymétrie locale [15]. Cette méthode, appelée le mécanisme de super-Higgs, est semblable à celle utilisée dans le Modèle Standard.

Une fois que la supersymétrie locale est brisée spontanément, comme dans le Modèle Standard, le Goldstino est absorbée par le gravitino $\tilde{G}$ pour constituer les deux états de polarization $+\frac{1}{2}$ et $-\frac{1}{2}$ d'un gravitino de spin $\frac{3}{2}$ massif. L'introduction de la supersymétrie locale accomplit à la fois plusieurs caractéristiques :

- perspectives pour incorporer la gravitation dans le MSSM
- la brisure spontanée explique non seulement une différence de masse entre les particules et leurs partenaires du MSSM mais aussi elle conduit à l'existence d'un gravitino massif.

Même sans une connaissance profonde du mécanisme ultime de la brisure de supersymétrie, il est possible de se poser la question des limites phénoménologiques de la brisure. La contribution des partenaires supersymétriques dans les boucles virtuelles en général, et dans le système des mésons K en particulier, constitue une approche possible avec un avantage qu'elle est quasiment indépendante des modes de désintégration des particules en question. Comme les cinq quarks u, d, c, s et b sont de faible masse, nous allons faire l'hypothèse phénoménologique que les squarks partenaires sont généralement quasi dégénérés en masse.

[4] Si la symétrie en considération est une symétrie de jauge SU(2), sa brisure globale introduit une particule de Goldstone qui est de spin 0 et sans masse. Dans le cas de brisure globale de la supersymétrie, la particule de Goldstone porte le spin $\frac{1}{2}$ mais elle est toujours sans masse.

1.9 R-parité

Une classe de modèles supersymétriques particulièrement étudiée est celle dans laquelle une grandeur multiplicative notée R-parité est conservée. La R-parité, qui vaut $+1$ pour les particules du Modèle Standard et -1 pour les particules supersymétriques, s'exprime comme $R_P = (-1)^{3(B-L)+2S}$ où B, L et S sont respectivement le nombre baryonique, le nombre leptonique et le spin. La conservation de la R-parité est plus ou moins motivée par la non-observation de la désintégration rapide du proton ou des processus comme $\mu \to e\gamma$ et $\mu \to ee\bar{e}$ par échange des particules supersymétriques de masse de l'ordre du TeV. Dans l'hypothèse de la conservation de la R-parité, les conséquences suivantes sont immédiates :

- Les particules supersymétriques doivent être produites en paires dans les collisionneurs.
- La désintégration en cascade d'une particule supersymétrique doit se terminer avec la particule supersymétrique la plus légère (LSP). La LSP doit être absolument stable. Cette particule peut offrir une solution pour le problème de la matière noire de l'Univers.
- Avec les considérations cosmologiques, le candidat privilégié de la LSP doit être une particule neutre et sensible uniquement à l'interaction faible. La LSP n'interagissant que très peu avec le détecteur, elle s'échappe immédiatement après sa production, se comportant donc comme un neutrino. La signature recherchée de la supersymétrie contient par conséquent une énergie manquante dans l'état final de l'événement.

Dans le MSSM, la LSP peut être un des neutralinos ou sneutrinos. Les sneutrinos ne sont pas favorables si la matière noire compose le halo galactique. Il reste donc le neutralino. Pour certaines théories où la gravitation est inclue, le partenaire du graviton, le gravitino, peut être la LSP également. Cependant, sauf s'il est très léger, le gravitino ne se couple qu'extrêmement faiblement avec les autres particules, et donc sa présence est de peu d'importance phénoménologique. Dans ce cas, la particule la plus légère après le gravitino joue le rôle de la LSP et les contraintes cosmologiques restent toujours valables pourvu que la durée de vie de sa désintégration en gravitino dépasse la durée de vie de l'Univers [16]. Il existe cependant certains modèles où le gluino peut être la LSP pourvu que sa densité résiduelle dans l'univers soit suffisamment petite pour échapper à la détection jusqu'à maintenant [17].

Il est important de noter que même une infime violation de la R-parité, complètement non-observable aux collisionneurs, peut avoir des conséquences très significatives à l'échelle cosmologique.

Dans certaines théories supersymétriques, la R-parité n'est pas une quantité conservée exactement. Il est alors possible d'ajuster les couplages qui violent les conservations de nombres leptoniques et baryoniques[5] de manière que la durée de vie du proton et les désintégrations comme $\mu \to e\gamma$ et $\mu \to ee\bar{e}$ soient en accord avec les limites expérimentales, tout en laissant suffisamment de place pour rechercher la nouvelle physique aux collisionneurs.

1.10 Mélange de masses dans MSSM

Avec la conservation absolue de la R-parité, les processus faisant intervenir les particules supersymétriques sont complètement déterminés modulo la brisure de la supersymétrie. Prenons par example la QED, voir figure 1.4 où le diagramme QED élémentaire du Modèle Standard est dessiné en premier. Deux nouveaux processus du MSSM faisant intervenir les sélectrons et le photino y sont représentés en bas. L'analogie avec les autres processus du MSSM est assez simple. De manière générale, à partir de n'importe quel processus du Modèle Standard, il suffit de remplacer deux particules du Modèle Standard par leurs partenaires supersymétriques pour obtenir un processus correspondant du MSSM.

[5]Certains processus comme $\tilde{\bar{u}} \to d\tilde{d}$, $\tilde{u} \to \bar{e}d$, $\tilde{e} \to e\bar{\nu}$,... n'ont aucune image correspondante dans le Modèle Standard mais ils sont compatibles avec la supersymétrie et l'invariance de jauge.

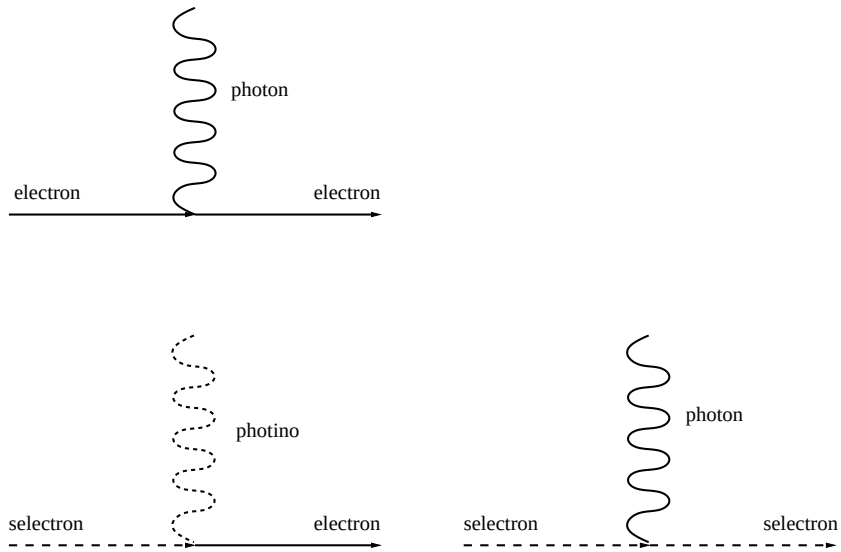

FIG. 1.4 – Diagrammes de Feynman pour QED avec les particules supersymétriques.

Comme la supersymétrie est brisée, il reste à connaitre la masse des partenaires supersymétriques afin de prédire les amplitudes de probabilité nécessaires. Dans ce qui suit, le terme de brisure de supersymétrie du MSSM sera introduit explicitement tout en présumant que le mécanisme de brisure sous-jacent est d'origine spontanée. Ce terme est appelé brisure douce au sens où les paramètres de brisure sont renormalisés logarithmiquement, ce qui ne réintroduit pas de divergence quadratique en ce qui concerne la masse du boson de Higgs. Il s'écrit comme [18]

$$\begin{aligned} L_{douce} &= -m_{H_1}^2|H_1|^2 - m_{H_2}^2|H_2|^2 + \mu B\epsilon_{ij}(H_1^i H_2^j + H.C.) \\ &\quad -\frac{1}{2}M_1\bar{\tilde{B}}\tilde{B} - \frac{1}{2}M_2\bar{\tilde{W}}^{\alpha}\tilde{W}^{\alpha} - \frac{1}{2}M_3\bar{\tilde{g}}^a\tilde{g}^a \\ &\quad -M_{\tilde{Q}}^2[\tilde{u}_L^*\tilde{u}_L + \tilde{d}_L^*\tilde{d}_L] - M_{\tilde{U}}^2\tilde{u}_R^*\tilde{u}_R - M_{\tilde{D}}^2\tilde{d}_R^*\tilde{d}_R \\ &\quad -M_{\tilde{L}}^2[\tilde{l}_L^*\tilde{l}_L + \tilde{\nu}_L^*\tilde{\nu}_L] - M_{\tilde{E}}^2\tilde{l}_R^*\tilde{l}_R \\ &\quad -\epsilon_{ij}(-\lambda_u A_U H_2^i\tilde{Q}^j\tilde{u}_R^* + \lambda_d A_D H_1^i\tilde{Q}^j\tilde{d}_R^* + \lambda_l A_E H_1^i\tilde{L}^j\tilde{l}_R^* + H.C.) \end{aligned} \tag{1.3}$$

où

$$Q = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ l_L \end{pmatrix}, H_1 = \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}, H_2 = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix}$$
$$\tilde{Q} = \begin{pmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{d}_L \end{pmatrix}, \tilde{L} = \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_L \\ \tilde{l}_L \end{pmatrix}, \tilde{H}_1 = \begin{pmatrix} \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_1^- \end{pmatrix}, \tilde{H}_2 = \begin{pmatrix} \tilde{H}_2^+ \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix}$$

et U dénote les quarks u, c et t, D les quarks d, s et b, E les leptons e, μ et τ. ϵ_{ij} est le tenseur antisymétrique avec $i, j = 1, 2$ et $\epsilon_{12} = 1$. Les couplages de Yukawa sont définis comme

$$\lambda_u = \frac{\sqrt{2}m_u}{v\sin\beta},\ \lambda_d = \frac{\sqrt{2}m_d}{v\cos\beta},\ \lambda_l = \frac{\sqrt{2}m_l}{v\cos\beta}$$

où $\tan\beta = v_2/v_1$ est le rapport des valeurs moyennes dans le vide de H_2^0 et H_1^0.

Une des conséquences directes de la brisure de la supersymétrie dans le MSSM est le mélange des particules supersymétriques. Dans le secteur des leptons et des quarks, les sfermions gauche $\tilde{f}_L$ et droit $\tilde{f}_R$ sont mélangés, et le mélange est directement proportionnel à la masse de leur partenaire m_f du Modèle Standard. Les deux états propres de masse de sfermions ne sont donc pas états propres de jauge. Le mélange conduit à une levée de dégénérescence de masse de ces deux premiers états et la différence dépend de la masse du fermion. Plus grande la masse du fermion, plus importante est cette levée de dégénérescence de masse entre deux sfermions partenaires. Comme les leptons et les quarks des deux premières générations sont légers, l'effet de mélange n'est alors pas notable. Par contre, il peut jouer un rôle plus important chez les stops, sbottoms et staus où le sfermion plus léger peut être plus léger que les autres sfermions.

La matrice de masse des neutralinos s'écrit dans la base de $\{\tilde{B}, \tilde{W}^3, \tilde{H}_1^0, \tilde{H}_2^0\}$ comme

$$\begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z c\beta s_W & M_Z s\beta s_W \\ 0 & M_2 & M_Z c\beta c_W & -M_Z s\beta c_W \\ -M_Z c\beta s_W & M_Z c\beta c_W & 0 & -\mu \\ M_Z s\beta s_W & -M_Z s\beta c_W & -\mu & 0 \end{pmatrix} \tag{1.4}$$

où $s\beta$, $c\beta$, s_W et c_W dénotent successivement $\sin\beta$, $\cos\beta$, $\sin\theta_W$ et $\cos\theta_W$ et M_1 et M_2 les masses de $\tilde{B}$ et $\tilde{W}^3$. Il est possible de comprendre l'origine des éléments de la matrice de masse de la manière suivante. Prenons par exemple le terme associé aux états B et W^3. Puisque ce sont deux états orthogonaux dans le Modèle Standard, les deux états partenaires $\tilde{B}$ et $\tilde{W}^3$ ne se mélangent pas. De la même façon le terme de mélange de $\tilde{B}$ et $\tilde{H}_1^0$ est $-M_Z \cos\beta \sin\theta_W$ qui est proportionnel au couplage entre B et H_1 dans le Modèle Standard. Ici μ représente le coefficient du terme de masse direct des superchamps de Higgs avant la brisure de la supersymétrie.

Dans la base $\{\tilde{W}^+, \tilde{H}^+\}$ la matrice de masse des charginos est

$$\begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} M_W \sin\beta \\ \sqrt{2} M_W \cos\beta & +\mu \end{pmatrix} \tag{1.5}$$

Comme dans le cas des sfermions, les états propres de saveur de chargino/neutralino ne sont pas les états propres de masse. Ils sont notés $\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{\chi}_2^0$, $\tilde{\chi}_3^0$ et $\tilde{\chi}_4^0$ pour les neutralinos et $\tilde{\chi}_1^+$ et $\tilde{\chi}_2^+$ pour les charginos, respectivement, en ordre de masse croissante. Les états propres de masse des charginos sont obtenus en diagonalisant la matrice de masses de charginos par deux rotations différentes.

D'après les matrices 1.4 et 1.5, dans la limite où les rapports $|\mu/M_Z|$ ou M_1/M_Z et M_2/M_Z sont grands, les états propres de masses sont dominés par les composantes jauginos ou higgsinos exclusivement [19]. Si $|\mu/M_Z| \gg 1$ et $M_1, M_2 \simeq M_Z$, les états légers sont plutôt de type jaugino et les états lourds de type higgsino

$$\begin{aligned} &M_{\tilde{\chi}_1^+} \simeq M_2, \quad M_{\tilde{\chi}_1^+} \simeq |\mu| \\ &M_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq M_1, \quad M_{\tilde{\chi}_2^0} \simeq M_2, \quad M_{\tilde{\chi}_3^0} \simeq M_{\tilde{\chi}_4^0} \simeq |\mu| \end{aligned}$$

De même, lorsque $M_1, M_2 \gg M_Z$ et $|\mu| \simeq M_Z$, l'ordre est inversé

$$\begin{aligned} M_{\tilde{\chi}_1^+} \simeq |\mu|, \qquad & M_{\tilde{\chi}_1^+} \simeq M_2 \\ M_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq M_{\tilde{\chi}_1^0} \simeq |\mu|, \quad & M_{\tilde{\chi}_3^0} \simeq M_1, M_{\tilde{\chi}_4^0} \simeq M_2 \end{aligned}$$

1.11 Modèle dit de "Supergravité Minimale"

L'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard contient plus de 100 paramètres libres qui rendent la théorie sans pouvoir prédictif fort, du point de vue expérimental. Diverses hypothèses supplémentaires ont été ajoutées afin de réduire ce nombre en proposant des relations entre des paramètres. Parmi ces modèles, le modèle dit de "Supergravité Minimale", noté "mSUGRA", reçoit une attention spéciale. La théorie demande que la supersymétrie soit une symétrie locale et donc elle inclut naturellement la gravitation. Elle suppose aussi que la brisure de supersymétrie ait lieu dans le secteur caché, et soit communiquée ensuite par les interactions gravitationnelles. Finalement, elle se base sur des hypothèses d'universalité suivantes :

- unification des couplages de jauge à l'échelle de la grande unification M_U

$$\alpha_1(M_U) = \alpha_2(M_U) = \alpha_3(M_U) \equiv \alpha_U \tag{1.6}$$

  où $\alpha_i = g_i^2/4\pi$.
- une masse commune pour les jauginos

$$M_1(M_U) = M_2(M_U) = M_3(M_U) \equiv m_{1/2} \tag{1.7}$$

- une contribution commune au terme de masse carrée pour les champs de sfermions et bosons de Higgs

$$M_{\tilde{Q}} = M_{\tilde{u}_R} = M_{\tilde{d}_R} = M_{\tilde{L}} = M_{\tilde{l}_R} = M_{H_u} = M_{H_d} \equiv m_0 \tag{1.8}$$

- un couplage trilinéaire commun

$$A_u(M_U) = A_d(M_U) = A_l(M_U) \equiv A_0 \tag{1.9}$$

A proprement parler, (1.6) n'est pas vraiment une hypothèse. D'après ce qui est montré dans la section 1.5, la convergence des trois constantes de couplage est favorisée par l'introduction des particules supersymétriques dans le Modèle Standard.

Comme la gravitation ne fait pas de distinction entre les différentes interactions de jauge, les termes de brisure de supersymétrie, c'est à dire les termes de masse, sont les mêmes pour les trois jauginos. C'est l'origine de l'hypothèse 1.7. L'universalité de la masse des scalaires et de couplage trilinéaire est de même origine : la gravitation ne distingue pas les familles.

Avec ces hypothèses d'universalité, le modèle mSUGRA est entièrement décrit par un ensemble de cinq paramètres $\tan\beta$, $m_1/2$, m_0, A_0 et signμ, les quatre premiers étant continus et le dernier discret. Les valeurs des couplages et masses à l'échelle électrofaible sont déterminées à partir de ces cinq paramètres à l'échelle de GUT en utilisant les équations du groupe de renormalisation. La figure 1.5 montre un exemple de l'évolution des masses des particules. Il est visible que les squarks sont plus lourds que les sleptons et les gauginos qui ne sont pas sensibles à l'interaction forte.

Une conséquence intéressante du modèle mSUGRA est qu'en descendant de l'échelle de GUT à l'échelle électrofaible, le paramètre de masse carrée du champ de Higgs peut devenir négatif à cause de son grand couplage avec le quark top. La brisure spontanée de la symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est par conséquent décrite dans ce modèle.

Les masse M_i des jauginos obéissent à la relation $M_i = m_{1/2}\frac{\alpha_i}{\alpha_G}$ où $i = 1, 2, 3$ pour $U(1)_Y$, $SU(2)_L$ et $SU(3)_C$. Autrement dit

$$M_3 \approx 2.6 m_{1/2}, M_2 \approx 0.8 m_{1/2}, M_1 \approx 0.4 m_{1/2} \tag{1.10}$$

De plus, dans la plupart de l'espace des paramètres du modèle mSUGRA, la relation $|\mu/M_Z| \gg 1$ est toujours vérifiée. Les masses des charginos et neutralinos sont données approximativement par :

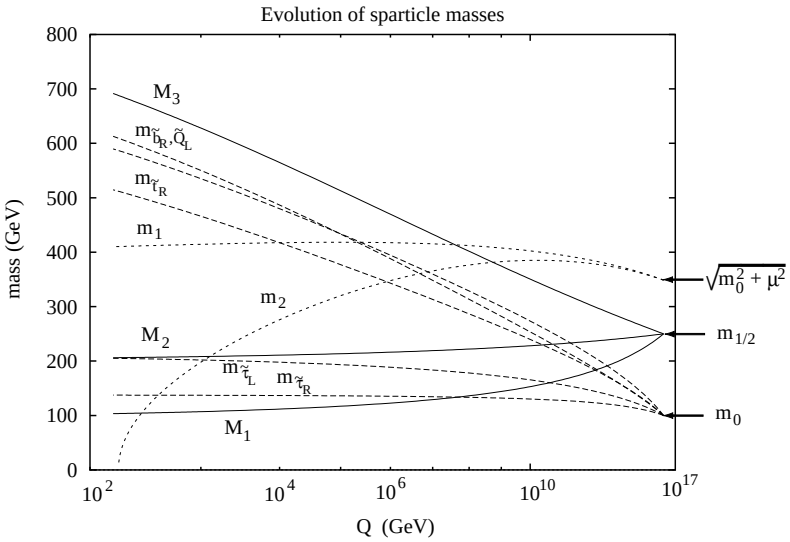

FIG. 1.5 – Un exemple de l'évolution des paramètres de masse des particules supersymétriques dans le cadre du mSUGRA. Figure extraite de [20].

$$
\begin{aligned}
m_{\tilde{\chi}_1^+} &= M_2 - \frac{M_W^2}{\mu^2}(M_2 + \mu \sin 2\beta) \\
m_{\tilde{\chi}_2^+} &= |\mu| + \frac{M_W^2}{\mu^2} sign(\mu)(M_2 \sin 2\beta + \mu) \\
m_{\tilde{\chi}_1^0} &= M_1 - \frac{M_Z^2}{\mu^2}(M_1 + \mu \sin 2\beta) \sin_W^2 \\
m_{\tilde{\chi}_2^0} &= M_2 - \frac{M_Z^2}{\mu^2}(M_1 + \mu \sin 2\beta) \cos_W^2 \\
m_{\tilde{\chi}_3^0} &= |\mu| + \frac{M_W^2}{2\mu^2} sign(\mu)(1 - \sin 2\beta)(\mu + M_2 \sin_W^2 + M_1 \cos_W^2) \\
m_{\tilde{\chi}_4^0} &= |\mu| + \frac{M_W^2}{2\mu^2} sign(\mu)(1 + \sin 2\beta)(\mu - M_2 \sin_W^2 - M_1 \cos_W^2)
\end{aligned}
$$

où une relation approximative est

$$
\begin{aligned}
2m_{\tilde{\chi}_1^0} \cong m_{\tilde{\chi}_1^\pm} \cong m_{\tilde{\chi}_2^0} \simeq \frac{1}{3} m_{\tilde{g}} \\
m_{\tilde{\chi}_3^0} \cong m_{\tilde{\chi}_4^0} \cong m_{\tilde{\chi}_2^\pm} \simeq |\mu| \gg m_{\tilde{\chi}_1^0}
\end{aligned}
\tag{1.11}
$$

Les états légers du neutralino et du chargino sont donc principalement de type jauginos, et les états plus lourds sont dominés par les composantes Higgsinos. De plus le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ est presque partout dans cet espace la LSP.

Pour les deux premières générations de squarks et sleptons où le couplage Yukawa est négligeable, les masses sont données approximativement par

$$
\begin{aligned}
m_{L_{1,2}}^2 \simeq m_{L_3}^2 \simeq m_0^2 + 0.5 m_{1/2}^2 \\
m_{E_{1,2}}^2 \simeq m_{E_3}^2 \simeq m_0^2 + 0.15 m_{1/2}^2
\end{aligned}
$$

$$m^2_{Q_{1,2}} \simeq m^2_0 + 6.3 m^2_{1/2}$$
$$m^2_{U_{1,2}} \simeq m^2_{D_{1,2}} \simeq m^2_0 + 5.8 m^2_{1/2} \tag{1.12}$$

et la masse d'un sneutrino est reliée au paramètre de masse du slepton gauche par la relation

$$m^2_{\tilde{\nu}_L} = m^2_{\tilde{l}_L} + M^2_W \cos 2\beta \tag{1.13}$$

Le mécanisme super-GIM est automatiquement inclu dans le mSUGRA. Dans le cas des staus, la différence en masse entre $\tilde{\tau}_1$ et $\tilde{\tau}_2$ n'est significative que dans le cas où la valeur de tanβ est suffisamment élevée, tan$\beta > 40$. D'une manière générale, la masse des squarks dépend plus fortement de $m_{1/2}$ à cause de l'interaction forte. Pour la troisième génération de squarks, comme la masse des quarks bottom et surtout top est nettement plus grande, les séparations en masse sont plus grandes. Les deux squarks légers $\tilde{b}_1$ et $\tilde{t}_1$ font l'objet de recherches plus spécialisées et détaillées aux collisionneurs LEP et TeVatron.

1.12 Le canal recherché

Au TeVatron, la production de $\tilde{q}\bar{\tilde{q}}, \tilde{g}\bar{\tilde{g}}$, $\tilde{q}\tilde{g}$ et $\bar{\tilde{q}}\bar{\tilde{g}}$ devrait être dominante. Leur désintégration en cascade se termine la plupart de temps en plusieurs jets, plus de l'énergie manquante. C'est la signature typique de la recherche de squarks et gluinos dans un collisionneur hadronique comme le TeVatron. Parfois, la désintégration en cascade de ces objets peut contenir un ou plusieurs leptons dans l'état final. Pour notre analyse nous allons concentrer sur ces modes. La section efficace et le rapport de branchement correspondants sont plus faibles par rapport au canal jets et énergie manquante, la présence de lepton(s) dans l'état final réduit en revanche sensiblement les bruits de fond physique et instrumental. Ces modes de désintégration avec leptons offrent par conséquent pratiquement la même sensibilité. C'est également une recherche supersymétrique complémentaire au canal jets et énergie manquante.

Parmis les canaux avec leptons, le canal à trois leptons est très propre mais la section efficace correspondante est très faible. Pour le canal avec un lepton, c'est le contraire. La section efficace correspondante est plus importante, mais le canal est noyé dans les bruits de fond du W et de type QCD. Le canal à deux leptons est intermédiaire et donc le canal choisi pour la thèse.

Pour résumer, nous travaillerons dans le cadre théorique suivant :

- la R-parité est exactement conservée. L'énergie manquante est donc une signature classique dans tous les processus recherchés.
- la masse des particules supersymétriques (et par conséquent leur désintégration) est calculée dans le cadre du modèle mSUGRA. En particulier, les squarks et les sleptons de deux premières générations sont supposés dégénérés en masse.

Chapitre 2

Brève revue de la recherche en supersymétrie

Ce chapitre est dans la continuité phénoménologique du chapitre 1. Nous allons revoir brièvement l'état actuel de la recherche en supersymétrie dans les deux collisionneurs LEP et TeVatron. Tout d'abord les propriétés élémentaires de chaque machine seront rappelées pour souligner la différence des programmes de physique poursuivis à chaque endroit en général et de la recherche des particules supersymétriques en particulier. Cette différence dicte même les modèles théoriques testés au LEP et au TeVatron. A la fin du chapitre, nous convergerons rapidement sur la recherche squarks et gluinos du TeVatron au Run I. Nous mettrons l'accent sur le mode de désintégration en leptons de ces particules, en particulier sur les propriétés cinématiques et topologiques importantes de l'état final qui permettront une sélection efficace du signal physique. Pour conclure le chapitre, une petite ouverture sur les perspectives du Run II sera également présentée.

2.1 Introduction

Le LEP est un collisionneur électron-positron qui était opérationnel de 1989 à la fin du 2000. L'énergie du centre de masse est augmentée étape par étape, de la résonance du Z (≈ 91 GeV), ensuite autour de $130 - 136$ GeV et finalement vers 200 GeV. Les particules sont produites via l'interaction électrofaible. Il y a donc très peu de bruit de fond pour chaque phénomène physique. La quadri-impulsion totale dans le référentiel du centre de masse des états initial et final de collisions étant connue et nulle au LEP, on peut reconstruire le vecteur de l'énergie manquante selon les trois axes.

Le TeVatron est un collisionneur hadronique proton-antiproton. Le terme Run I dénote la période où l'accélérateur était opérationnel entre 1992 et 1996 avec une énergie dans le centre de masse de 1.8 GeV. Le terme Run II dénote la période de fonctionnement de la machine à partir de l'année 2001 avec une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV et une luminosité instantanée délivrée plus importante.

Le proton n'est pas une particule élémentaire comme l'électron mais il est composé de quarks, antiquarks et gluons (appelés génériquement partons). Les particules sont produites d'une manière dominante par interaction forte, et aussi dans une moindre mesure par interaction électrofaible. Le bruit de fond majeur au TeVatron est d'origine QCD dans la plupart des phénomènes physiques intéressants. De plus, la présence de collisions "softs" initiales complique l'analyse de l'état physique final. D'autre part, techniquement les détecteurs dans un accélérateur hadronique sont toujours équipés d'un système de déclenchement afin de ne pas trop enregistrer les processus QCD de basse impulsion transverse. Finalement, les partons qui

entrent en collision non-élastique n'ont pas d'impulsions longitudinales opposées comme le cas du LEP, la composante longitudinale avant et après collision n'est pas connue. L'impulsion transverse totale étant négligeable, seule l'énergie transverse manquante est calculable au TeVatron.

Malgré ces désavantages, la physique au TeVatron est toujours intéressante grâce aux caractéristiques suivantes d'une machine hadronique [21] :

- des énergies dans le centre de masse plus élevées sont techniquement plus faciles à obtenir avec une machine hadronique.
- l'état initial est plus varié avec des particules initiales u, $\bar{u}$, d, $\bar{d}$, g et parfois s, $\bar{s}$,... .
- une large gamme d'énergie de collision peut être explorée dans une seule experience, car l'énergie des partons entrant en collision est très variable.

A cause des caractéristiques des deux machines LEP et TeVatron, la recherche de la supersymétrie y est également différente.

Au LEP, la recherche met l'accent principalement sur les particules supersymétriques légères comme le chargino $\tilde{\chi}_1^+$ ou un slepton, un sbottom ou un stop. Le cadre théorique sous-jacent est le MSSM avec quelques hypothèses spécifiques pour simplifier l'analyse. Pour la recherche de charginos et neutralinos, l'universalité de la masse des jauginos à grande échelle est utilisée. La seule condition supplémentaire est que la masse des sleptons soit suffisamment lourde afin de ne pas perturber la chaine de production et de désintégration. Pour la recherche de sfermions, on a besoin de l'universalité de la masse des scalaires comme autre hypothèse additionnelle. Le MSSM avec ces deux hypothèses n'est pas encore le mSUGRA. Dans le dernier, le paramètre μ est défini à un signe près grâce au mécanisme de brisure électrofaible alors qu'il est libre dans le MSSM.

Au TeVatron, par contre les particules qui sont souvent créées sont plutôt les squarks et gluinos. Ce sont des particules lourdes, non-stables. Afin de complètement prédire leur chaine de désintégration, il faut un modèle plus contraignant que le MSSM. L'expérience DØ se place dans le cadre du modèle mSUGRA alors que la collaboration CDF a choisi un modèle moins strict mais inspiré par le mSUGRA.

2.2 LEP

Les mécanismes de production des particules supersymétriques au premier ordre au LEP sont indiqués par les diagrammes de la figure 2.1. Pour les smuons, staus, stops et éventuellement sbottoms, la seule voie disponible est la voie s γ^*/Z dans l'annihilation e^+e^-. Pour les sélectrons il y a une possibilité d'être produit via la voie t par l'échange du neutralino $\tilde{\chi}_{1,2}^0$ en plus. Cependant, comme l'amplitude d'échange est inversement proportionnelle à la masse du neutralino, si celle dernière est de l'ordre de quelques dizaines de GeV, cette contribution devient relativement faible. La production des sélectrons se fait dans ce cas par conséquent plutôt par la voie s. On arrive à la même conclusion sur la production des autres particules supersymétriques.

En général les particules chargées ont pratiquement la même chance d'être produite via la voie échange s. La recherche supersymétrique au LEP se dirige principalement vers la particule supersymétrique chargée la plus légère comme chargino, slepton ou éventuellement le stop pour la raison d'accessibilité cinétique.Toutes ces recherches se placent dans le cadre théorique où la R-parité est conservée et elles partagent donc la même signature l'énergie manquante dans l'état final.

Au LEP, les processus physiques importants qui produisent de l'énergie manquante (avec de leptons ou quarks accompagnés) dans l'état final sont la production de paires $WW \rightarrow l\nu l\nu$ et $ZZ \rightarrow ff\nu\nu$ mais ceci n'est possible que lorsque l'énergie de collisions dépasse le seuil cinétique nécessaire. Il existe quelques circonstances où l'énergie manquante peut également être créée :

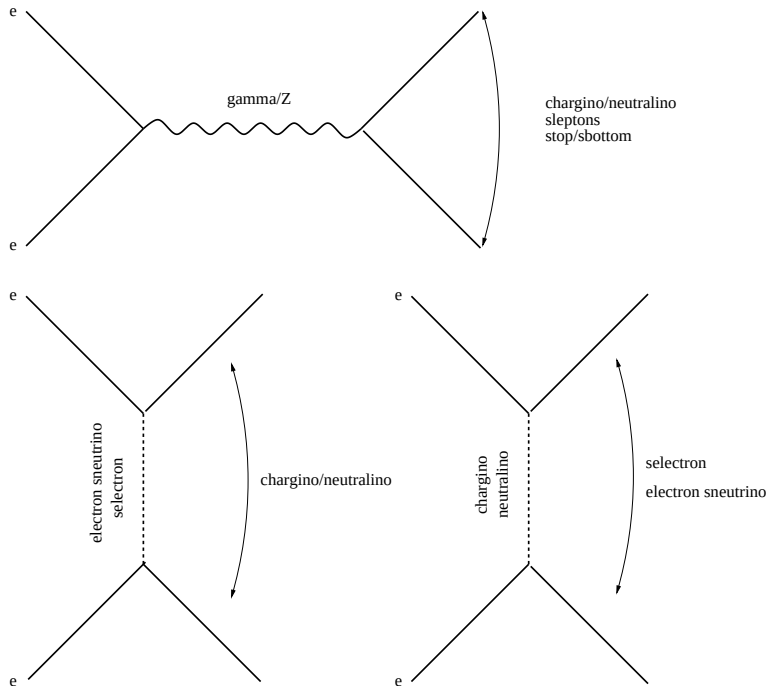

FIG. 2.1 – Production au premier ordre des particules supersymétriques au LEP.

- dans les processus où l'un ou les deux électrons restent dans le tube à vide et ne sont pas détectés. Ces processus crééent une énergie manquante importante mais sa composante transverse est faible.
- dans le phénomène du retour radiatif au Z ($ee \rightarrow \gamma Z \rightarrow \gamma ee$) quand le photon reste dans le tube à vide. Comme dans le cas précédent, l'énergie manquante créée dans ce cas possède une faible composante transverse.
- par le neutrino produit dans la désintégration semi-leptonique de quarks lourds. Cette énergie manquante est faible et en plus elle a tendance en général de s'aligner au jet. Il est par conséquent possible de l'éliminer en utilisant une coupure d'isolation similaire à celle pour les électrons ou muons.

Dans tous les cas, d'une manière ou d'une autre, il est relativement facile d'identifier et d'éliminer les sources de l'énergie manquante.

Nous allons considérer quelques recherches supersymétriques typiques au LEP II comme celle de sleptons ($\widetilde{ll} \rightarrow ll\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0$) et de charginos ($\tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-$). Les quatre expériences ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL ont combiné leurs différentes analyses d'un même canal pour donner une meilleure sensibilité au signal [22]. Comme mentionné précédemment, les résultats sont interprêtés dans le cadre du modèle MSSM plus des hypothèses d'unification des masses des jauginos et des scalaires à l'échelle de GUT.

Dans la recherche de sleptons, l'état final consiste en deux leptons acoplanaires et l'énergie manquante. Comme l'impulsion de ces leptons en général n'est pas aussi énergique que celle des leptons issus de W et de Z dans les processus comme $WW \rightarrow l\nu l\nu$ et $ZZ \rightarrow ll\nu\nu$, une coupure supérieure sur l'impulsion des leptons peut servir à réduire ce bruit de fond. En général, la section efficace des sleptons droits est plus faible que celle des sleptons gauches. Pour donner une limite conservatrice, seule la production des sleptons droits a été considérée.

La figure 2.2 montre la limite d'exclusion de la masse du sélectron droit en fonction de la masse du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$. Une masse de $\tilde{e}_R$ inférieure à environ 99.4 GeV est exclue à 95% du niveau de confiance. Cette limite est légèrement plus élevée que celles obtenues pour les smuons

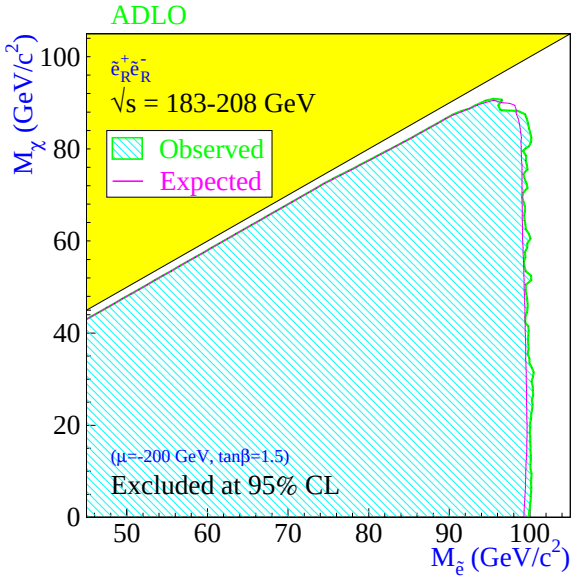

FIG. 2.2 – La limite d'exclusion du sélectron droit au LEP II.

et staus pour la raison mentionnée auparavant : à savoir en plus de la voie s comme les smuon et stau, le sélectron peut être produit via la voie t.

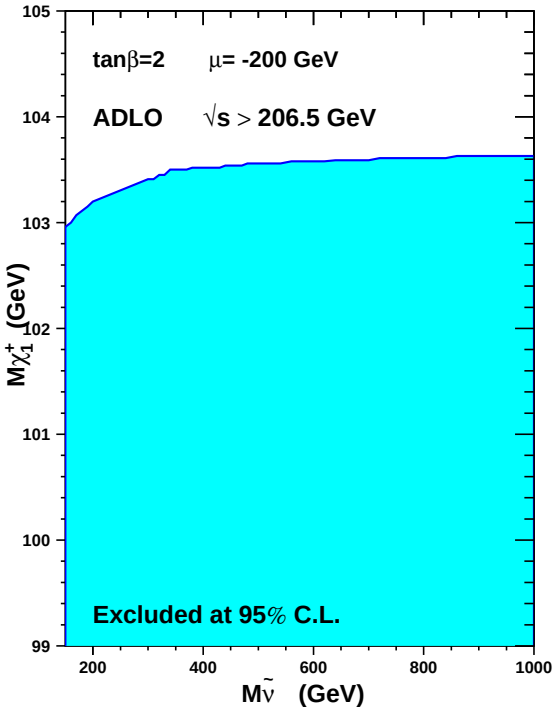

FIG. 2.3 – La limite d'exclusion du chargino au LEP II.

Le mode de désintégration typique du chargino étant $\tilde{\chi}_1^+ \to f f' \tilde{\chi}_1^0$, la signature de production $\tilde{\chi}_1^+ \tilde{\chi}_1^-$ peut consister de deux leptons chargés, quatre jets ou un lepton chargé plus deux

jets dans l'état final. Le cas de deux leptons est similaire à la recherche de sleptons, mais ces leptons ne sont pas obligatoirement de même saveur et puisqu'ils sont produits dans une désintégration en trois corps, leur impulsion est plus faible. La meilleure est celle d'un lepton plus deux jets. Le bruit de fond du Modèle Standard $WW \rightarrow l\nu qq'$ peut être éliminé en utilisant les coupures sur la masse invariante de deux jets et la masse invisible.

La figure 2.3 montre la limite d'exclusion de la masse du chargino $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ en fonction de celle du sneutrino. Toute valeur de masse du $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ inférieure à environ 103.3 GeV est exclue à 95% du niveau de confiance. Notons que cette limite est légèrement plus élevée que celle du sélectron droite car les couplages du premier sont plus forts que ceux du dernier.

Les différents recherches du LEP (sleptons, charginos, squarks,...) ont été également combinées dans différents modèles supersymmétriques pour donner des limites sur les paramètres de ces modèles, en particulier sur la masse de la LSP dans le cadre du modèle mSUGRA. Dependant des valeurs d'autres paramètres, les valeurs de masse de la LSP inférieures à $50 - 60$ GeV sont exclues à 95% du niveau de confiance.

Nous concluons cette section avec la remarque suivante. Bien que très souvent les meilleures limites de la recherche supersymétrique soient obtenues aux plus grandes énergies de collision, l'analyse de la largeur du Z joue toutefois un rôle spécial. Cette analyse a été effectuée lorsque l'énergie du LEP était à la résonnance du Z et avec 4 millions de Z collectés. Elle permet de placer une limite inférieure de l'ordre de $m_Z/2$ sur la masse de charginos, neutralinos, sleptons et squarks.. Cette limite est dépassée au LEP II. Cependant puisqu'elle est indépendante de modèle d'analyse, elle reste toujours valable même dans les considérations extrêmes [23].

2.3 TeVatron

2.3.1 Charginos et neutralinos

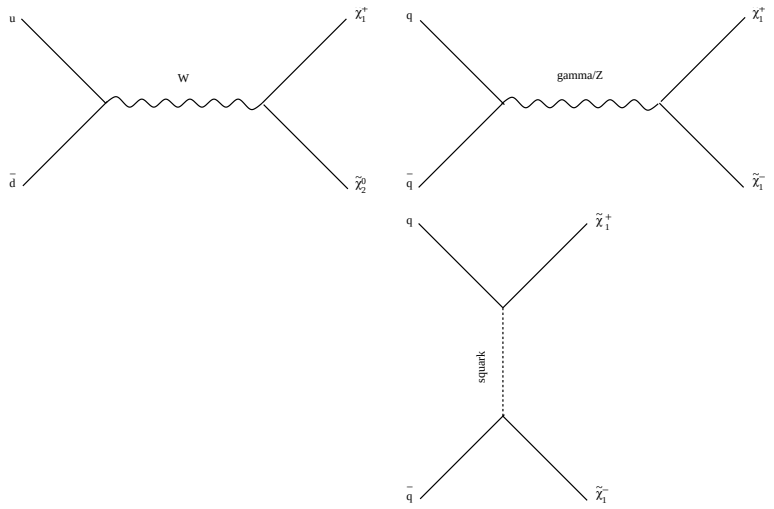

FIG. 2.4 – Production au premier ordre de charginos et neutralinos au TeVatron.

Les charginos et neutralinos légers dans la plupart des cas du modèle mSUGRA sont considérablement plus légers que les squarks et gluinos. Leur production peut être par conséquent significative au TeVatron même s'ils y sont produits en paire via les couplages électrofaibles. Comme les charginos et neutralinos résultent du mélange de winos, binos, photinos et higgsinos, la section efficace dépend non seulement de la masse mais aussi de leurs composantes électrofaibles.

Les charginos et neutralinos peuvent également être produits via l'échange d'un squark (voir figure 2.4). Comme dans le Modèle Standard, $\tilde{q}_L$ est couplé aux composantes bino et wino de $\tilde{\chi}^0$ et $\tilde{\chi}^+$ tandis que $\tilde{q}_R$ est couplé uniquement au bino. Le couplage de $\tilde{q}_L$ et $\tilde{q}_R$ au higgsino est par la supersymmétrie proportionel à la masse du quark de même saveur et donc négligeable. L'amplitude d'échange d'un squark est inversement proportionelle à sa masse et donc ce processus est négligeable lorsque le squark est suffisamment lourd.

La désintégration de charginos et neutralinos légers dépend également du mélange. Divers modes finaux sont possibles. Cependant, la production $\tilde{\chi}_1^{\pm}\tilde{\chi}_2^0$ suivie par les désintégrations $\tilde{\chi}_1^{\pm} \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 l\nu$ et $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow {}^+l^-\tilde{\chi}_1^0$ attire beaucoup d'attention. Ce mode trilepton avec l'énergie transverse manquante n'a pas beaucoup de bruit de fond du Modèle Standard et est donc considéré comme une signature d'or de la supersymétrie au TeVatron. Dans DØ, le lepton τ n'étant pas reconstruit efficacement, les modes considérés sont eee, $ee\mu$, $e\mu\mu$ et $\mu\mu\mu$ [24]. Le bruit de fond WZ dans le Modèle Standard contribuant moins d'un événement par canal pour une luminosité intégrée 95 pb^{-1} la source de bruit dominante est d'origine QCD ou instrumentale.

2.3.2 Squarks et gluinos

Puisque le TeVatron est un collisioneur $p\bar{p}$ la production de squarks et gluinos via l'interaction forte pourrait être importante même si leur masse est en général plus élevée que celle d'autres particules supersymétriques. Négligeant les corrections radiatives électrofaibles, la production de squarks et gluinos au TeVatron est exactement comme la production de quarks et de gluon ordinaires, c'est à dire qu'elle est une fonction de leur masse uniquement[1].

Les figures 2.5 et 2.6 montrent respectivement les modes de désintégration de squarks et de gluinos. Si $m_{\tilde{q}} < m_{\tilde{g}}$, la production de squarks est plus importante. La désintégration d'un squark donne un quark et un neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ ou un chargino $\tilde{\chi}_1^{\pm}$ qui ensuite peut se désintégrer en autre quark(s) ou en lepton(s) et la LSP. Dans le cas contraire où $m_{\tilde{q}} > m_{\tilde{g}}$ le gluino est produit plus abondamment. Par contre, le gluino ne se couple pas directement avec les charginos et neutralinos et donc sa désintégration passe par un squark virtuel. L'état final consiste en deux quarks plus un neutralino $\tilde{\chi}_{1,2}^0$ ou un chargino $\tilde{\chi}_1^{\pm}$.

La signature de désintégration naturel des squarks et des gluinos est en jets et de l'énergie transverse manquante notée MET. Les sources de bruit de fond à ce canal dans DØ sont :

- d'origine physique : $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$ + jets, $W \rightarrow \tau\nu$ + jets et $t\bar{t} \rightarrow \tau\nu$ + jets où le lepton τ se désintégre en hadrons
- d'origine instrumentale : les événements provenant des vecteurs bosons, du quark top et QCD multijets mal mesurés par le détecteur DØ. En particulier dans le cas du $W \rightarrow e\nu/\mu\nu$ les leptons sont émis hors acceptance du détecteur.

Comme les squarks et gluinos sont plus lourds que le quark top, les jets provenant de ces

[1] Une petite parenthèse sur la recherche du stop au TeVatron. Comme la production du quark top, la production dominante du stop est en paire, c'est à dire une paire $\tilde{t}\bar{\tilde{t}}$ à travers l'annihilation d'une paire $q\bar{q}$ ou la fusion gluon. La production de squarks en général en plus de ces canaux peut avoir lieu dans l'échange d'un gluino. Si l'on ne distingue pas les différentes saveurs légères (squarks u, d, c, s et éventuellement b dépendant du modèle considéré), la section efficace de production du stop est de l'ordre de 10 fois inférieure à celle totale des autres squarks [25] malgré la légèreté de sa masse par rapport aux autres. Cependant, la désintégration du stop est particulière et donc nécessite une analyse spécifique.

Pour fermer la parenthèse sur la recherche de stop : comme l'énergie du centre de collision au LEP est fixe alors que celle au TeVatron varie considérablement, la recherche du squark top au LEP n'est pas aussi compétitive par rapport au TeVatron où il est possible de produire des squarks et gluinos de masse jusqu'à 200 GeV environ. Cependant, d'un côté la capacité d'étiquetage les quarks b et c au LEP est supérieure et d'autre côté au LEP l'énergie manquante est utilisé et pas seulement l'énergie manquante transverse comme au TeVatron, la recherche du stop au LEP est plus efficace pour le canal $\tilde{t} \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$. Par contre, si le $\tilde{\chi}_1^0$ est suffisamment léger, les expériences du TeVatron peuvent exclure toute la gamme du LEP [26]

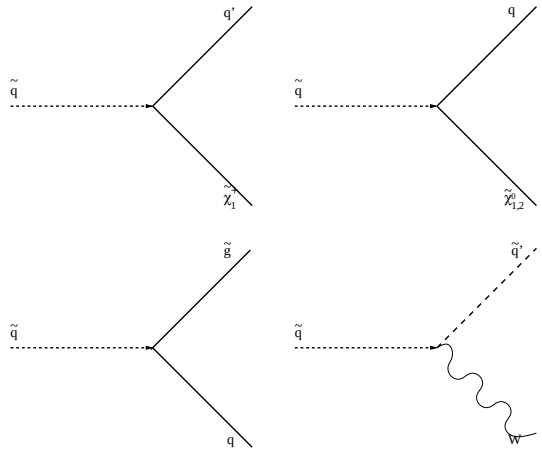

FIG. 2.5 – La désintégration de squarks.

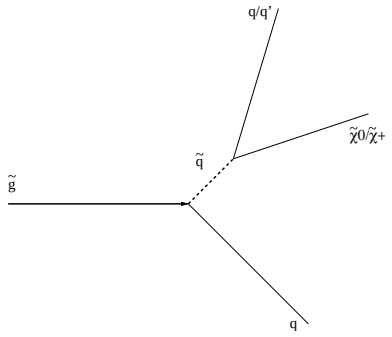

FIG. 2.6 – La désintégration de gluinos. Ici le squark est généralement virtuel.

objets sont très énergiques et l'état final contient une énergie manquante transverse importante en général. C'est une propriété commune très importante pour la recherche des ces objets supersymétriques.

L'analyse jets et MET est basée essentiellement sur cette propriété. A part le veto de la présence de lepton(s) et les conditions pour avoir une bonne mesure de MET, l'analyse exige la présence d'un jet très énergique et une MET élevée. De plus, la somme scalaire des autres jets dans l'événement doit être supérieure à un certain seuil afin d'éliminer la contribution des vecteurs bosons citée ci-dessus.

2.4 Dilepton

2.4.1 La cinématique

Outre le mode de désintégration en jets et MET, les squarks et gluinos peuvent également produire des leptons dans la chaine de désintégration. Ces leptons doivent être issus de la désintégration du chargino $\tilde{\chi}_1^{\pm} \rightarrow l\nu\tilde{\chi}_1^0$ ou du neutralino $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow l^+l^-\tilde{\chi}_1^0$ (les chargino $\tilde{\chi}_2^+$ et neutralinos $\tilde{\chi}_{3,4}^0$ sont plus lourds et donc leur production est plus improbable). La valeur maximale de la masse invariante de deux leptons, $l\nu$ dans le cas du $\tilde{\chi}_1^+$ et l^+l^- du $\tilde{\chi}_2^0$, représente la différence de masse entre le chargino ou le neutralino et la LSP. Comme cette différence de masse est

généralement faible (de l'ordre de $50-60$ GeV dans la sensibilité actuelle[2]), l'impulsion transverse de ces leptons issus de cette voie est relativement faible[3]. De plus, il faut noter que le gluino donne un lepton plus mou que les squarks car les charginos et neutralinos sont produits dans une désintégration à trois corps.

Point	m_0	$m_{1/2}$	$\tilde{q}$	$\tilde{g}$	$\tilde{\chi}_2^0$	$\tilde{\chi}_1^+$
A	100	95	237	251	78	80
C	180	65	231	187	59	61
E	250	50	268	155	52	52

TAB. 2.1 – Résumé de quelques points représentatifs mSUGRA. Tous les points sont générés avec les trois autres paramètres fixés : $A = 0$, $\tan\beta = 3$ et $\mu < 0$.

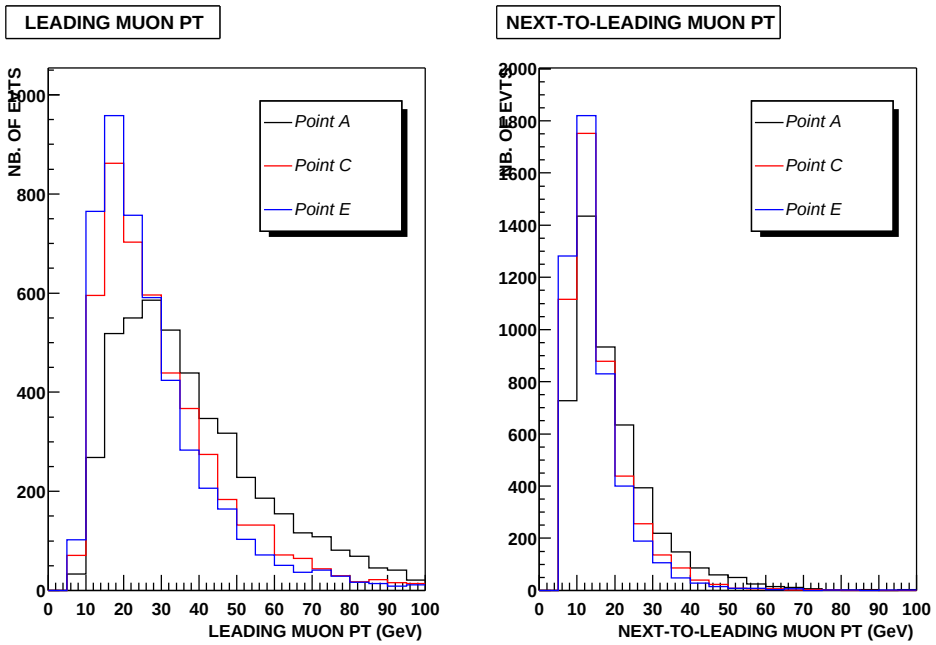

FIG. 2.7 – Distribution du p_T des deux muons dans 3 points A (noire), C (rouge) et E (bleue).

Pour avoir une idée plus concrète sur les propriétés du signal, des événements ont été générés pour trois points représentatifs de mSUGRA. Le tableau 2.1 donne les masses des squark, gluino, neutralino et chargino pour différentes valeurs de m_0 et $m_{1/2}$, les autres paramètres étant fixés à $A = 0$, $\tan\beta = 3$ et $\mu < 0$.

Figure 2.7 montre le spectre en p_T des deux muons[4] pour ces trois points. L'impulsion transverse du muon le plus énergique est piquée vers $25-30$ GeV, alors que celle de l'autre

[2]La limite actuelle de la masse de LSP obtenue au LEP dans le cadre du modèle mSUGRA est de l'ordre de $50-60$ GeV, et le chargino $\tilde{\chi}_1^+$ et le neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ sont deux fois plus lourds que la LSP $\tilde{\chi}_1^0$, donc la différence en masse est aussi autour de cette valeur.

[3]Il faut noter cependant que ces leptons sont encore plus énergique que les leptons venant de la désintégration semileptonique de hadrons lourds.

[4]Comme les électrons possèdes les même propriétés cinématiques comme les muons, nous montrerons ici et plus tard seulement les distributions cinétiques des muons. Les observations en tirées sont par conséquent également valables pour les électrons.

muon est piquée vers $15 - 20$ GeV. Dans DØ , ces leptons sont assez mous par rapport aux leptons issus de la désintégration du W et Z qui ont un pic vers $40 - 50$ GeV.

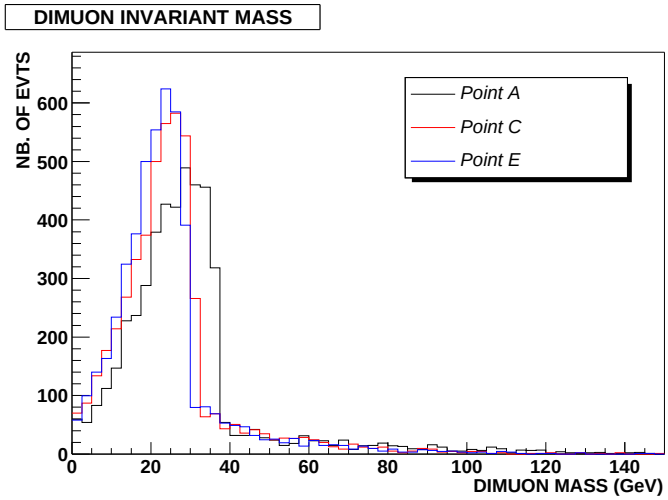

FIG. 2.8 – Distribution de la masse invariante de deux muons de trois points de signal A (noire), C (rouge) et E (bleue).

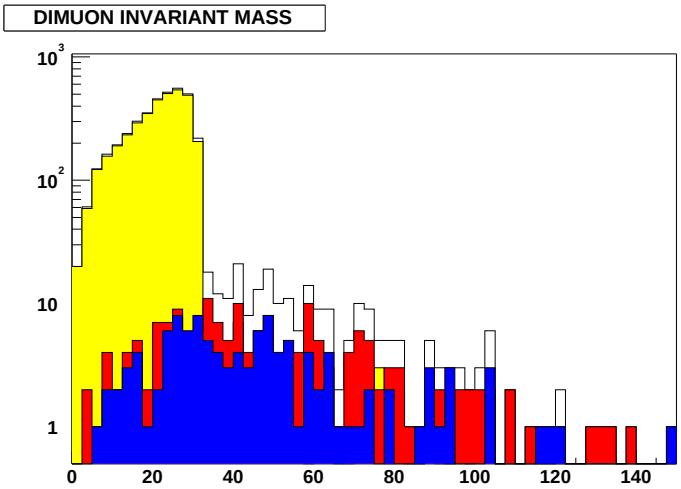

FIG. 2.9 – La distribution de la masse invariante de la paire de muons du point signal C. L'histogramme jaune correspond au cas où les deux muons sont produits par un même neutralino. L'histogramme rouge est la masse de deux muons produit par un neutralino et un chargino. L'histogramme bleu est la masse de deux muons produits séparémment par deux charginos.

Nous allons considérer la masse invariante de la paire de muons (ou de deux électrons) qui est d'ailleurs une quantité importante dans les recherches faisant intervenir plus de deux leptons de même saveur. Elle est montrée dans la figure 2.8. Elle contient une partie plus ou moins centrée vers 30 GeV et une longue queue qui s'étend jusqu'à 100 GeV. Une étude plus détaillée au niveau du générateur du point C est montrée dans la figure 2.9. Il est clair que la contribution dominante du spectre de masse invariante vient de la paire de muons produits par un même neutralino. Les deux autres contributions correspondent aux cas où :

- chaque muon est produit exclusivement par un chargino d'un côté
- un muon est produit par un chargino tandis que l'autre est donné par un neutralino. Le troisième muon venant du neutralino est soit trop mou soit hors de l'acceptance du détecteur.

Les deux dernières contributions sont très faibles. Les deux muons sont largement décorrélés et par conséquent la distribution de leur masse invariante est beaucoup plus étalée par rapport à celle de deux muons venant d'un même $\tilde{\chi}_2^0$ d'où l'origine de la queue mentionnée précédemment.

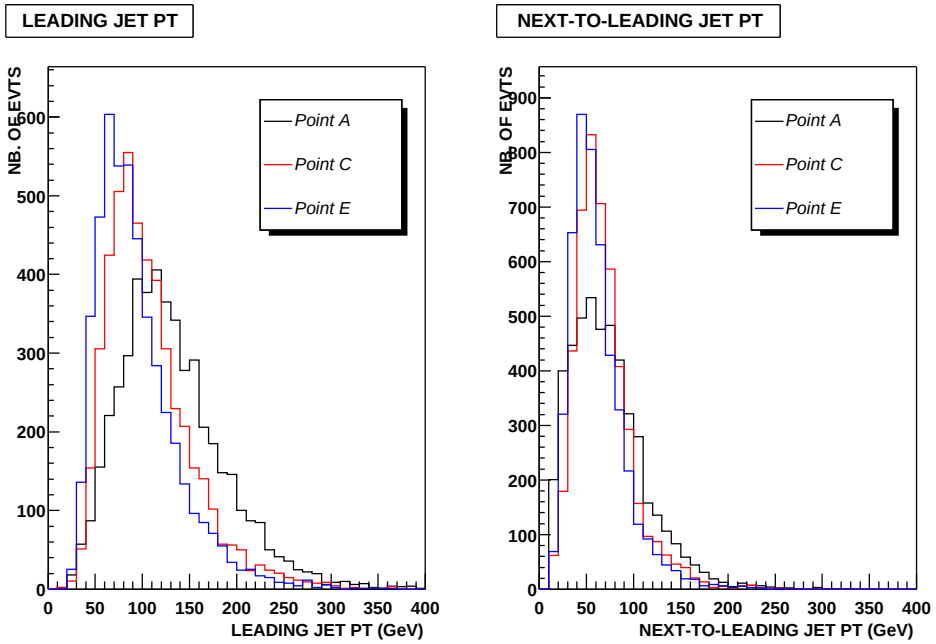

FIG. 2.10 – Distribution du p_T des deux jets dans 3 points A (noire), C (rouge) et E (bleue).

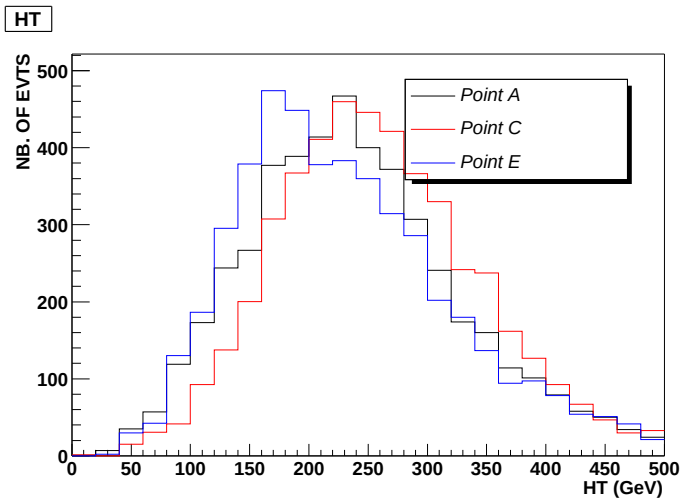

FIG. 2.11 – Distribution de HT dans 3 points A (noire), C (rouge) et E (bleue).

L'état final est aussi caractérisé par la présence de jets et d'énergie transverse manquante. Ces objets, exactement comme dans le mode purement jets et MET, sont énergiques, une

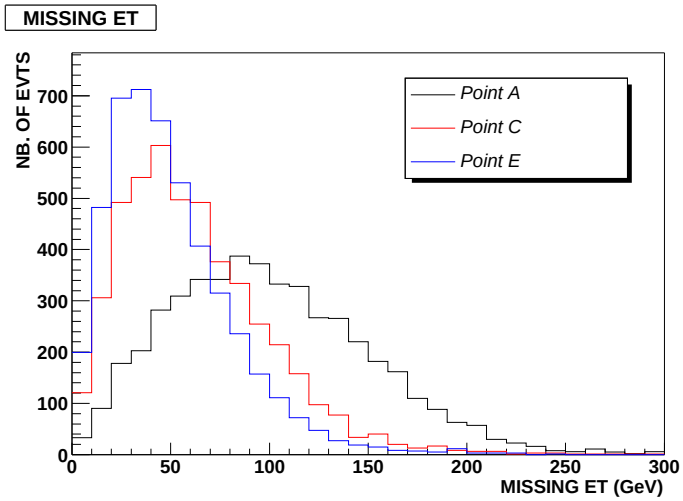

FIG. 2.12 – Distribution de MET dans 3 points A (noire), C (rouge) et E (bleue).

propriété caractéristique de la recherche squarks et gluinos. La figure 2.10 pour le canal leptons et jets et MET en considération confirme cette observation : les deux premiers jets sont très durs puisque leur p_T dépasse 50 GeV. Le spectre de HT qui est définie comme la somme scalaire de tous les jets dans l'événement, montré dans la figure 2.11, et la distribution de MET de l'état final, montrée dans la figure 2.12, pour ces événements conduisent à la même conclusion.

L'état final de l'analyse contient deux leptons plus au moins deux jets et MET. Comme la reconstruction et l'identification du tau ne sont pas efficaces par rapport à celles de l'électron et du muon, seuls les deux derniers sont considérés. Cependant, contrairement au cas de la recherche de la paire de quarks top où le rapport de branchement du canal $e\mu$ est deux fois plus important, les deux canaux ee et $\mu\mu$ sont dominants par rapport au canal $e\mu$. Ceci est dû au fait qu'il faudra deux charginos pour donner un électron et un muon alors qu'un neutralino est suffisant pour produire une paire de muons ou d'électrons.

Nous allons considérer la différence cinétique entre les points de signal. Lorsque le paramètre $m_{1/2}$ décroit, la différence de masse $\tilde{\chi}_2^0/\tilde{\chi}_1^+ - \tilde{\chi}_1^0$ est plus faible et le spectre en p_T de muons et leur masse invariante sont alors plus faibles.

La situation pour les jets et MET est similaire. Lorsque la masse $m_{1/2}$ décroit, le gluino devient considérablement plus léger que les squarks, la production d'une paire de gluinos est plus importante et dominante. Cependant, les jets et MET produits par un gluino léger sont également moins énergiques. Ce comportement est manifeste sur les figures 2.10 et 2.12 : les spectres des jets et MET du point E ($m_0 = 250$ GeV, $m_{1/2} = 50$ GeV) sont visiblement moins énergiques par rapport à ceux des deux autres points A et C ayant une valeur de $m_{1/2}$ plus élevée.

En ce qui concerne la quantité HT, la situation est un peu plus compliquée. Si le spectre de HT du point E est également moins énergique que celui correspondant des points A et C, nous n'observons pas la même tendance relative entre point A et point C. La raison est suivante : pour le point A, le squark est plus léger que le gluino et donc la production dominante est squark-antisquark. Pour le point C le gluino est plus léger et la production de la paire de gluinos domine par rapport à celle du quark. Il est vrai que les jets du point A sont plus énergiques que ceux du point C, mais la multiplicité de jets du point C est plus élevée due à la désintégration en trois corps du gluino. Ceci résulte en un spectre de HT du point C légèrement plus important.

2.4.2 Bruits de fond

ee/$\mu\mu$	eμ
$\gamma^*/Z + jj \rightarrow lljj$	$\gamma^*/Z + jj \rightarrow \tau\tau jj \rightarrow e\mu jj$
$\gamma^*/Z + jj \rightarrow \tau\tau jj \rightarrow lljj$	
$W + QCD + jet \rightarrow lljj$	$W + QCD + jet \rightarrow e\mu jj$
$QCD \rightarrow lljj$	$QCD \rightarrow e\mu jj$
$t\bar{t} \rightarrow lljj$	$t\bar{t} \rightarrow e\mu jj$

TAB. 2.2 – Les sources de bruit de fond pour la recherche dilepton. Dans le cas de l'électron, le bruit de fond QCD est un photon ou un jet hadronique mal identifié (par exemple un π^0 ou un jet dont la composition en π^0 est importante). Dans le cas du muon, c'est un vrai muon issu de la désintégration leptonique d'un quark lourd b/c qui apparait comme isolé.

Les sources de bruit de fond au signal dileptonique d'origine du Modèle Standard et d'origine instrumentale sont résumées dans le tableau 2.2 :

- Le processus γ^*/Z avec radiation de jets par les quarks est le bruit de fond dominant. Sa section efficace est de l'ordre de quelques picobarns. Il ne contient cependant à priori pas de vraie MET. La distribution de jets se décroît exponentiellement en fonction de p_T.
- La section efficace du processus $\gamma^*/Zjj \rightarrow \tau\bar{\tau}jj$ où les deux leptons τ se désintègrent ensuite en deux leptons est de l'ordre de cinquantaine fois moins importante[5] que celui γ^*/Zjj. Les leptons (électrons et muons) sont assez mous par rapport à ceux qui sont produits directement du γ^*/Z. Par contre ce canal donne lieu une réelle MET.
- Le canal $t\bar{t}$ est très similaire par rapport au canal $\tau\bar{\tau}$. La section efficace fois le rapport de branchement en deux leptons est de l'ordre de 0.1 pb. Une différence importante est celle que les jets venant du top ont une distribution en p_T avec un pic vers la moitié du masse du quark top, soit $80 - 90$ GeV.
- Les canaux $W+QCD+j$ et QCD pure donnent un bruit de fond d'origine instrumentale. Le W peut donner un lepton bien isolé et un jet peut mimiquer un électron ou un quark lourd peut donner un muon qui apparaitra ensuite comme isolé. Malgré la section efficace QCD importante, la probabilité pour que le lepton passe des coupures d'identification est pourtant relativement faible.

Comme nous pouvons remarquer, le bruit de fond physique et instrumental du canal électron-muon est relativement faible par rapport à celui de deux autres. Le bruit de fond vient essentiellement de la désintégration de $\gamma^*/Z + jj \rightarrow \tau\tau + jj \rightarrow e\mu + jj$ et de $t\bar{t} \rightarrow e\mu + jj$.

Il est important de noter que même si les désintégrations du quark top et des squarks et gluinos partagent des similarités topologiques de l'etat final, la cinématique est assez différente. Les leptons provenant du top sont plus énergiques parce qu'ils sont issus de la désintégration du W réel alors que ceux provenant de la désintégration de squarks et gluinos viennent des bosons Z ou W virtuels. Les jets du quark top sont par contre moins énergiques car le top est moins massifs que les squarks et gluinos dans la région qui nous intéresse en ce moment.

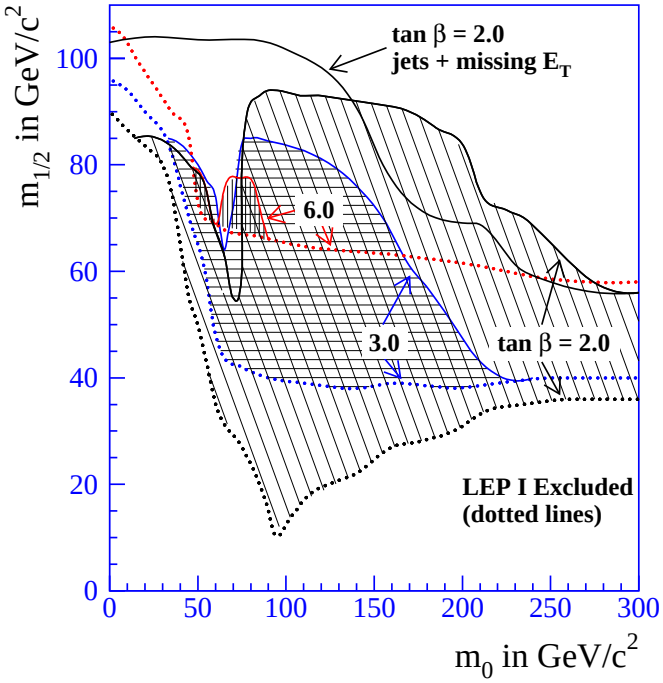

FIG. 2.13 – La courbe d'exclusion dans le plan $m_0 - m_{1/2}$ de squarks-gluinos du DØ Run I.

2.4.3 Run I

Une recherche de squarks et gluinos avec deux leptons isolés[6] (dielectron, electron-muon et dimuon) dans l'état final a été effectuée au Run I avec une luminosité intégrée de 108 ± 6 pb^{-1} [40, 28]. Pour parcourir un grand nombre de cas possibles dans l'espace des paramètres de du modèle mSUGRA, la méthode d'analyse s'est basée sur la simulation Monte Carlo rapide où l'acceptance et l'efficacité de reconstruction et d'identification sont paramétrisées. Les coupures topologiques (deux ou trois jets présents, coupure en masse du Z pour le canal dielectron[7],...) et cinématiques (MET, p_T des leptons,...) sont ajustées pour chaque ensemble de paramètres mSUGRA. La meilleure configuration qui sépare le mieux le bruit de fond et le signal est sélectionné pour chaque modèle mSUGRA.

Le paramètre A_0 a été mis à 0 car au premier ordre le couplage trilinéaire n'a pas d'effet sur la production et la désintégration de particules supersymétriques. Le paramètre μ est choisi négatif car un μ positif engendre des masses de neutralino et chargino plus faible donc les leptons sont moins énergiques. Pour chaque valeur de $\tan\beta$ donnée, on fait varier les paramères m_0 et $m_{1/2}$.

Une recherche de squarks et gluinos avec la signature jets et MET a été également effectuée [27]. La luminosité intégrée était de 79 pb^{-1}. La figure 2.13 montre à la fois les limites d'exclusion obtenues dans le plan $m_0 - m_{1/2}$ pour les analyses de jet et MET et de dileptons.

[5] Le rapport de branchement $\tau \to e/\mu$ est de 17% environ.

[6] Au Run I, le critère d'isolation de leptons était légèrement différent par rapport à celui utilisé pour le Run II. La définition de l'isolation des électrons est la même mais la coupure du Run I était moins stricte. Un muon est défini isolé lorsque sa distance dans le plan $\eta \times \phi$ à un jet est supérieure à 0.5, le rayon du cône du jet. Les définitions d'isolation des electrons et muons du Run II sont détaillées dans le chapitre 3.

[7] Au Run I, la résolution du spectromètre de muons ne permettait pas une exclusion efficace de la contribution du Z.

Les courbes d'exclusion pour deux analyses ont une similarité : elles décroisent avec la valeur de m_0. L'explication de ce comportement est la suivante : lorsque m_0 est suffisamment grand, les squarks deviennent significativement plus massifs que le gluino (voir la relation 1.12) et donc la production de gluino est plus importante que celle de squarks. Par contre, la grande masse de squark réduit le taux de désintégration de gluino en quarks par l'intermédiaire d'un squark virtuel. A grand m_0 les courbes de limite en fonction de $m_{1/2}$ décroit alors afin de rendre le rapport de branchement gluino en quarks suffisamment grand.

Sur la courbe d'exclusion de l'analyse dilepton, les "trous" autour de $m_0 = 80$ GeV sont dus au fait que à cette valeur de m_0, le sneutrino est considérablement plus léger que le sélectron ou le smuon (voir la relation masse sneutrino-slepton 1.13) et donc le mode $\tilde{\chi}_2^0 \to \nu\bar{\nu}\tilde{\chi}_1^0$ devient dominant par rapport au mode $\tilde{\chi}_2^0 \to l\bar{l}\tilde{\chi}_1^0$.

2.4.4 Run II

Pour le Run II, une meilleure exclusion de la supersymétrie voire une découverte éventuelle est attendue grâce aux facteurs suivants :

- l'énergie de collision du centre de masse est augmentée de 1.8 TeV à 1.96. La section efficace de production devrait augmenter de l'ordre de quelques dizaines de pourcents. Pour référence, l'augmentation de la section efficace de paire $t\bar{t}$ est d'environ 40% par rapport au Run I [29].
- la luminosité intégrée envisagée est d'environ quelques femtobarns, un facteur de 50 fois plus important que celle du Run I.

En plus de ces facteurs venant de l'accélérateur, le nouveau détecteur DØ permettrait également une meilleure reconstruction et une identification plus efficace des électrons et des muons grâce à des systèmes nouveaux ou améliorés comme le détecteur de traces-vertex, le détecteur de pied de gerbe, le système de muons,... Ces améliorations seront détaillées dans le chapitre suivant.

Au moment d'écrire cette thèse, pour le canal electron-muon, l'identification des électrons à relativement faible impulsion transverse (dans la région entre $10 - 25$ GeV) n'en est qu'à ses débuts. Le même problème se propagage au canal diélectron. En plus le seuil de déclenchement de di-électron qui s'est basé essentiellement sur le calorimètre est relativement haut qui le rend inefficace pour ce canal. Par conséquent, seul le canal dimuon est entièrement analysé.

La simulation Monte Carlo rapide n'étant pas encore tout à fait au point pour notre analyse, la Monte Carlo lente (simulée avec le programme GEANT) sera utilisée. Vu le temps de calcul important de production posé par cette méthode, seulement quelques points de signal dans l'espace de paramètres mSUGRA seront générés. Par conséquent, la courbe d'exclusion sera moins finement segmentée par rapport à la courbe du Run I.

Chapitre 3

Le détecteur DØ

Dans ce chapitre, le détecteur DØ du Run II sera décrit. Comme les améliorations apportés au Run II sont basées essentiellement sur le détecteur existant depuis le Run I, les raisons pour lesquelles l'expérience a choisi une telle architecture seront partiellement revisitées en bref. Ensuite, les modifications de chaque sous-système, optimisées selon la capacité du détecteur ainsi que les nouveaux paramètres de fonctionnement du TeVatron, seront abordées. Finalement, nous présenterons la reconstruction et l'identification des objets basiques comme les électrons, les muons, les jets et l'énergie manquante grâce à ce nouveau détecteur.

3.1 Le TeVatron

Le TeVatron est un collisionneur proton-antiproton sous forme d'un anneau de 6.3 km de circonférence qui se situe à Fermilab. Les faisceaux de protons et d'antiprotons se croisent aux deux points de collision B0 et D0 qui hébergent respectivement les détecteurs CDF et DØ.

Pendant la période de fonctionnement de 1992 à 1996, le Run I, l'énergie du centre de masse était $0.9 + 0.9$ TeV et chaque expérience a accumulé environ 120 pb^{-1}. Cette période a été marquée par la découverte du quark top par les deux expérience CDF et DØ.

De 1996 à 2000 la machine a été arrêtée pour recevoir des améliorations importantes [30] dans le but de délivrer une luminosité plus importante, environ 9 fb^{-1} à la fin du Run II, aux détecteurs CDF et DØ. L'énergie du centre de masse est légèrement augmentée à $0.98 + 0.98$ TeV. En outre, si pendant le Run I le TeVatron opérait en mode de 6×6 parquets de $p\bar{p}$, il y a 36×36 parquets au Run II. Par conséquent, l'intervalle de temps entre deux croisements successifs du faisceau sera réduit de 3.6 μs à 396 ns au Run II.

Ces changements significatifs apportés au complex d'accélérateur TeVatrong ont imposé un programme important d'amélioration aux deux détecteurs CDF et DØ. Les modifications du détecteur DØ feront l'objet de la section suivante.

3.2 Le détecteur DØ

Pendant le Run I, la physique poursuivie au DØ comprenait essentiellement la physique à hautes masses et à grande impulsion transverse p_T, notamment la recherche du quark top, les mesures de précision des bosons W et Z, les études de la QCD perturbative, la physique du b et la recherche de la nouvelle physique au-delà du Modèle Standard [31]. Il est attendu que les nouvels objets ou la nouvelle physique pourraient avoir de rapports de branchement significatifs en leptons et jets dans l'état final, alors que le bruit de fond QCD dominant au TeVatron contient une faible désintégration en leptons. Dans cette optique, le détecteur DØ était optimisé selon les axes suivants :

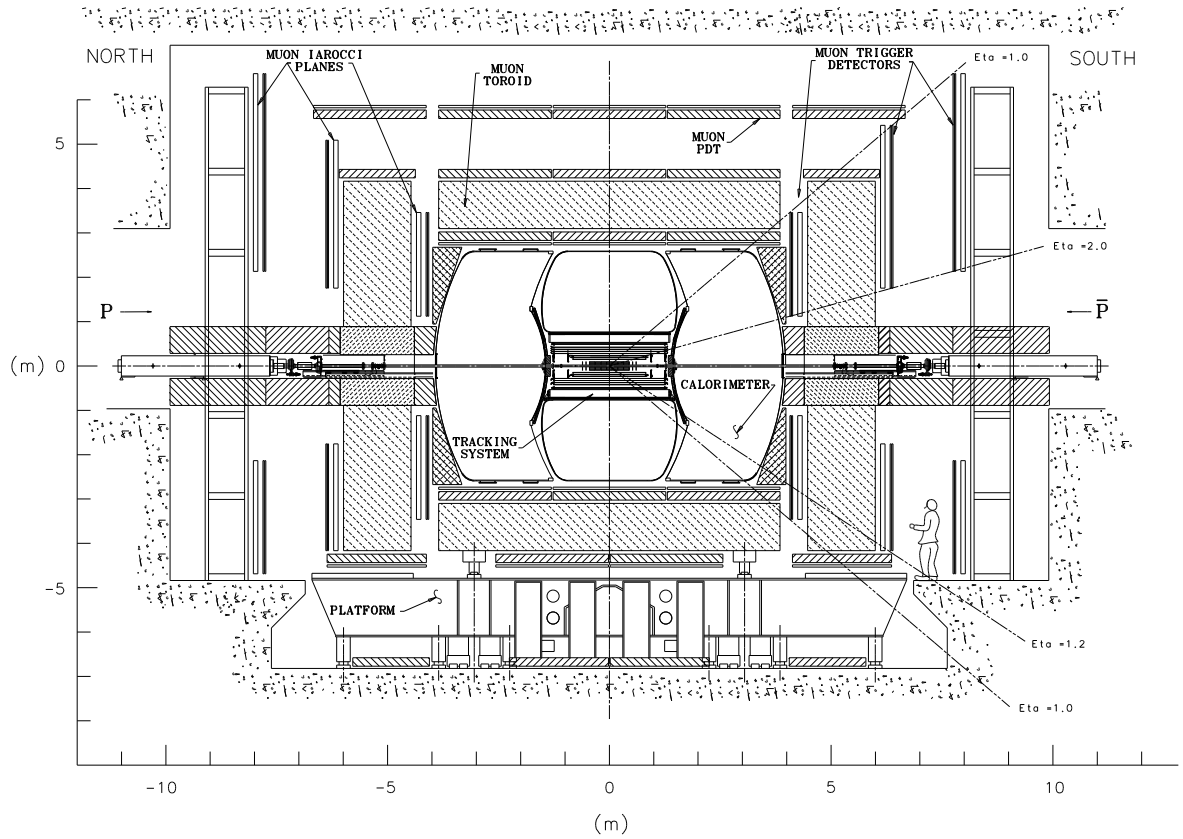

FIG. 3.1 – Le détecteur DØ au Run II.

- une excelllente identification des électrons et muons
- bonne mesure des jets de parton à grand p_T par une calorimétrie finement segmentée
- une bonne mesure de l'énergie transverse manquante MET

Le détecteur DØ est un détecteur très général dont les éléments majeurs pendant Run I consistaient en

- un calorimètre d'argon liquide stable, épais, hermétique, finement segmenté. Son rayon interne est choisi de manière à ce que l'épaisseur total soit suffisant sans compromettre la détection de muons.
- un spectromètre de muons avec un absorbeur magnétisé épais permettant une mesure de l'impulsion des muons et servant de filtre à hadrons.
- un système de détecteur de traces non-magnétisé dans le rayon 75 cm de l'axe du faisceau.

Vus les modifications importantes citées en-dessus au TeVatron, les améliorations appropriées ont été apportées au détecteur DØ pour :

- maintenir la performance physique du Run I dans l'environnement du Run II où la luminosité est augmentée par un ordre de grandeur et le temps de croissement du faisceau réduit de 3.6 μs à 396 ns.
- augmenter les capabilités du détecteur : détermination du signe de la charge ; amélioration du système de déclenchement et l'identification d'électron, de muon et de tau ; amélioration de l'étiquetage du quark b par la détection des vertex secondaires.

L'élément principal de l'amélioration du DØ au Run II est le remplacement du détecteur interne de traces. Le nouveau détecteur se compose d'un détecteur de vertex au silicium et d'un détecteur de fibres scintillantes, les deux étant plaçés dans un champ magnétique de 2 Teslas parallèle aux faisceaux délivré par un solénoide supraconducteur. Parce que la présence

du détecteur de traces interne affecte négativement l'identification des électrons au niveau du calorimètre, un détecteur de pied de gerbe en fibres scintillantes est installé entre le solénoide et le calorimètre. Le taux de collisions au Run II étant plus important, un nouveau système de déclenchement est installé et l'électronique des sous-détecteurs majeurs comme le détecteur de traces, le calorimètre ou le spectromètre de muons est remplacé.

Le système de coordonnées du DØ est direct et est choisi de manière telle que l'axe $0z$ coincide à l'axe du faisceau et pointe à la direction de circulation des protons. L'origine du système est l'origine du détecteur. L'angle azimuth ϕ est défini comme l'angle fait dans le plan Oxy par la particule et l'axe Ox. Par contre l'angle polaire θ est remplacé par la pseudo-rapidité η. La pseudo-rapidité est l'approximation ultrarelativiste de la rapidité y qui paramétrise le boost de Lorentz qui transforme le repère du détecteur à un nouveau repère où la particule se trouve au repos le long de l'axe Oz :

$$y = \frac{1}{2}\ln\frac{E+p_z}{E-p_z} \approx \frac{1}{2}\ln\frac{E(1+\cos\theta)}{E(1-\cos\theta)} = \frac{1}{2}\ln\frac{2\cos^2\theta/2}{2\sin^2\theta/2} = -\ln\tan\frac{\theta}{2} = \eta \tag{3.1}$$

La raison derrière ce choix est simplement parce que dans les collisionneurs hadroniques la distribution angulaire des particules produites est approximativement uniforme en fonction de η et non pas en fonction de θ.

La collaboration DØ utilise deux notions différentes de la pseudo-rapidité : celle calculée par rapport au centre physique du détecteur notée η_{det} et celle calculée par rapport au vertex de collision notée simplement η. Sauf précision contraire, quand il s'agira de définir l'acceptance des détecteurs η devra etre compris comme η_{det}.

3.2.1 Le système de détection de traces

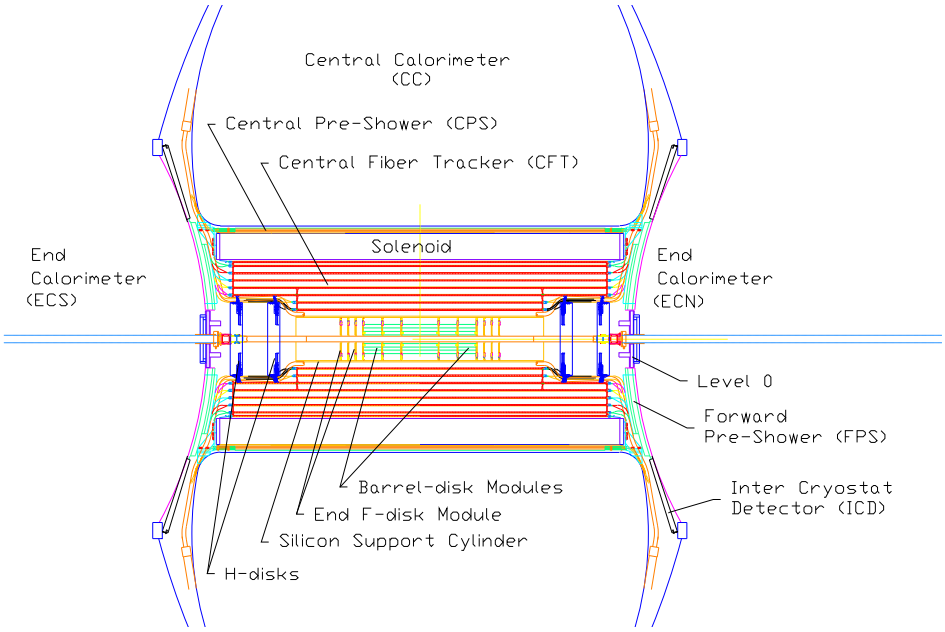

FIG. 3.2 – Le système de détecteur de traces-vertex du DØ.

Le système interne de détection des traces a pour but d'accomplir les tâches suivantes :
- mesurer l'impulsion des particules chargées
- établir les vertex secondaires pour la physique du quark b
- être un composant du système de déclenchement

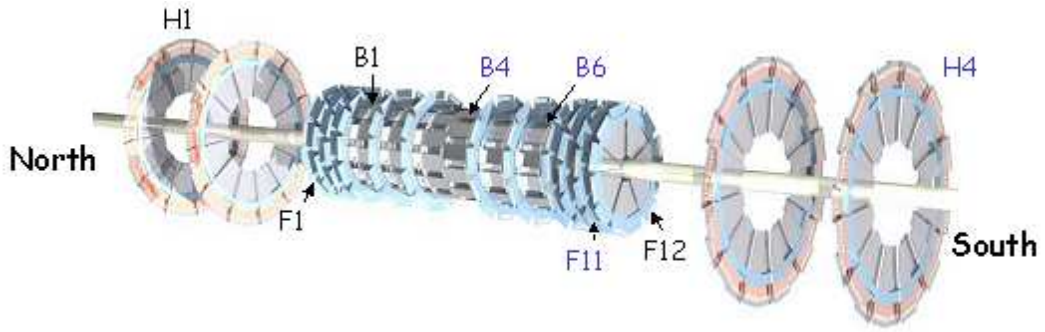

FIG. 3.3 – Vue tridimentionnelle du détecteur de silicon-vertex SMT.

Le système est constitué de deux sous-détecteur : un détecteur au silicium (SMT), la partie de haute résolution, et un détecteur de traces en fibres scintillantes (CFT). Le CFT entourre le SMT et couvre la région de rapidité centrale (voir figure 3.2). Ensemble le CFT et le SMT peuvent construire les traces et fournissent la mesure de l'impulsion dans la région $|\eta| < 2.0$. Le CFT participe en plus à déclencher sur les traces dans la région $|\eta| < 1.6$ pour aider le déclenchement des électrons et des muons à bas p_T. Le SMT, grâce à sa fine résolution, délivre la position des vertex primaires et secondaires.

Les figures 3.3 et 3.4 montrent l'architecture choisie du SMT. Cette architecture a été affectée par les paramètres de fonctionnement du TeVatron. La luminosité détermine l'endommage du à la radiation que reçoit le détecteur qui en revanche dicte sa température opérationnelle (inférieure à 10° C). La région d'interaction faisceau qui est relativement longue dicte l'échelle en longeur du détecteur et sa tructure hybride en disques et barrels. Les barrels fournissent essentiellement l'information en $r-\phi$ alors que les disques peuvent fournir en plus l'information $r-z$. Par conséquent, à grand η le vertex est reconstruit par les disques et à faible η par les barrels. La physique des particules centrales et à grand p_T sont étudiées principalement par les barrels et la physique du quark b dans la partie très en avant jusqu'à $|\eta| \approx= 3$ est étudié par les disques [33]. Finalement la fréquence élevée de croisement du faisceau demande une rapidité de l'électronique et de la lecture.

Le SMT consiste de :

- 6 barrels en z dont 4 couches par barrel. Les couches 1 et 3 se trouvent dans les parties centrale et avant-arrière. Dans quatre barrels au centre les couches se composent de strips double face axiaux et $90° - z$. Les deux barrels aux deux extrêmités contiennent des strips axiaux à une face. Les couches 2 et 4 sont les détecteurs à double face, les strips axiaux et 2° stéreo.
- 12 petites disques (les disques F dans la figure 3.3) dont 4 s'intercalent entre les barrels.
- 4 grandes disques (les disques H).

Le CFT est construit de 8 cylindres concentriques aux rayons de 19.5, 23.4, 28.1, 32.8, 37.5, 42.1, 48.8 et 51.5 cm. Sur chaque cylindre est monté un doublet de couches de fibres parallèls au faisceau. Chaque cylindre numéroté impaire héberge en plus deux doublets qui font un angle stéreo $\pm$ 2.0° à 3.0°. Les couches de fibres d'un doublet sont décalées par la moitié de la distance inter-fibre. Cette configuration permet de minimiser les espaces non-couvert et d'atteindre une efficacité de détection presque 100% par couche. La résolution spatiale par doublet de couches est approximativement 100 μm.

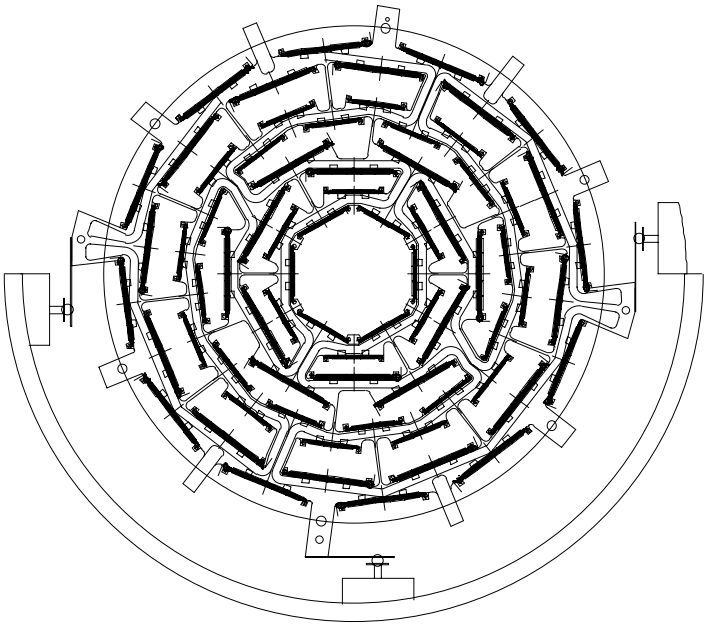

FIG. 3.4 – Vue en $r - \phi$ du détecteur de silicon-vertex SMT.

3.2.2 Les détecteurs de pied de gerbe

Les détecteurs de pied de gerbe sont un nouvel élément du détecteur DØ au Run II. Ils ont pour but d'aider l'identification des électrons et de récupérer une partie de l'énergie perdue par la présence du solénoide et du détecteur de traces central. Ils fonctionnent à la fois comme un calorimètre par détecter le développement tôt de la gerbe et comme un détecteur de traces par fournir les informations de la position. Grâce à leur mesure rapide de l'énergie et de la position, ils participent également au système de déclenchement au niveau $L1$.

Le CPS est le détecteur de pied de gerbe central qui s'étend jusqu'à $|\eta| = 1.3$. Il est placé dans un gap radial étroit de 5 cm entre le calorimètre et le solénoide (voir figure 3.2), entre le rayon 71 cm et 76 cm. L'architecture optimale est basée sur les fibres scintillantes [34]. Le détecteur est composé d'une couche de plomb et de trois couches de fibres scintillantes. La couche de plomb sert comme un pré-radiateur [1]. L'épaisseur du solénoide à $\eta = 0$ étant égale à 1 X_0, la longeur de radiaton, et à 2 X_0 à $|\eta| = 1.4$, la couche de plomb en ajoute 1 X_0 supplémentaire [36].

Trois couches de scintillateur sont notées respectivement en ordre radial z, u et v. Les fibres z, plus proche au faisceau, sont alignées le long de l'axe du faisceau. Les fibres u et v font un angle de plus ou moins 20° par rapport aux fibres z. Cette configuration permet la détermination de la position de la particule.

Les FPS sont deux détecteurs de pied de gerbe dans les parties bouchons ($1.5 < |\eta| < 2.5$)

[1] Initialement, il était prévu que l'épaisseur de couche de plomb sera en fonction de η tel que l'épaisseur total vu par toutes les particules chargées traversant le solénoide et le CPS soit égal à 2 X_0. Cependant, ce plan a été abandonné par deux raisons. Premièrement une telle couche détruirait la géométrie projective du calorimètre car les couches calorimétriques sont constantes en η. Deuxièment on n'obtiendrait un épaisseur constant de 2 X_0 que pour les particules issues de l'origine géométrique du détecteur. Avec une zone de collision de largeur 25 cm, une telle configuration serait de l'utilité limitée [35].

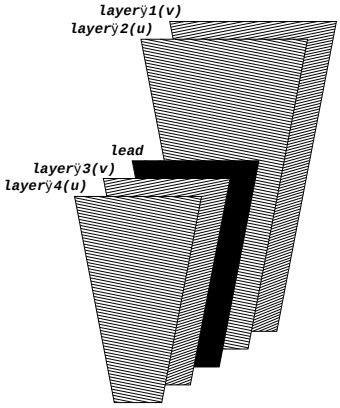

FIG. 3.5 – Vue d'une section du FPS. Les lignes représentent les fibres scintillants.

qui sont collés sur la face interne des calorimètres avant. Ils consistent de sections en forme de triangle. Chaque section, montrée dans figure 3.5, est composée de deux couches finement segmentées de matériel actif en fibres scintillants et d'un matériel absorbeur inactif en plomb de 2 X_0 d'épaisseur qui se trouve entre deux couches actives [37]. Toutes les particules chargées marqueront un hit dans la première couche scintillante. La gerbe d'électrons commencera dans la couche inactive de plomb. La même gerbe se forme pour les photons mais ces derniers n'ont pas de hit dans la couche scintillante. Les muons et les pions chargés ne laissent une trace de minimum ionisant avant et après la couche de plomb sans former une gerbe dans cette couche. Ces dépôts d'énergie caractéristiques sont la base de l'identification des particules avec les FPS.

3.2.3 Le calorimètre

Le calorimètre est l'élément critique pour l'optimisation du détecteur DØ. Il fournit la mesure d'énergie pour les électrons, photons et jets. Plus important, il participe à la reconstruction et l'identification des électrons, photons, jets et muons et à reconstruire l'énergie transverse manquante. Il consiste en une succession de plaques d'uranium appauvri pour premières couches proches du faisceau et d'acier ou de cuivre pour les dernières couches hadroniques et de couches actives d'argon liquide. Les avantages majeurs de ce choix de technologie sont la facilité de la segmentation longitudinale ou transversale, une stabilité du fonctionnement au cours du temps et une uniformité de réponse qui facilitent largement une calibration de signal. Le désavantage principal est le temps de réponse est relativement long qui est sensible d'accumuler également l'énergie créée par la superposition des interactions à bas p_T des croisements précédents ("pile-up").

Le calorimètre consiste en trois cryostats : deux dans la partie avant-arrière le long du faisceaux (EC, $1 < |\eta| < 4$) et un dans la région centrale (CC, $\eta < 1$). Chaque cryostat se décompose en une section électromagnétique (EM), une section hadronique fine (FH) et une section hadronique dont l'échantillonnage est plus grossier ("coarse" hadronique CH). Le calorimètre est segmenté en direction transversale en tours pseudoprojectives de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ (voir la figure 3.6). La région intercryostat ($0.8 \leq |\eta| < 1.4$) est couverte par une couche de tuiles scintillantes (ICD), et à l'intérieur des cryostats par l'existence de gaps sans absorbeur ("massless gap" CCMG et ECMG).

L'épaisseur de la section EM est 21 longeurs radiations. La section se divise en 4 couches dans la direction longitudinale, notées consécutivement EM1, EM2, EM3 et EM4. Dans la partie centrale (CC) les épaisseurs respectifs de ces couches sont 2.0, 2.0, 6.8 et 9.8 longeurs

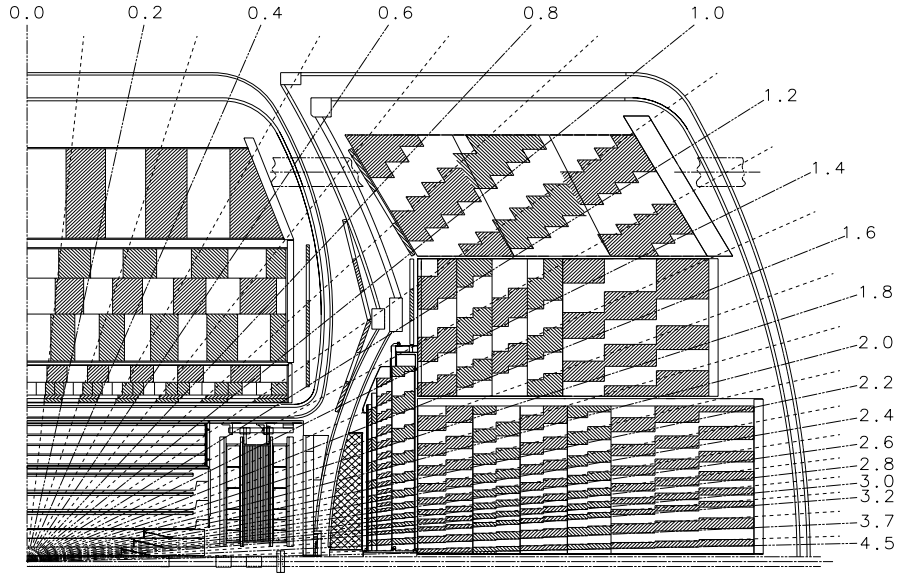

FIG. 3.6 – La géométrie projective du calorimètre.

de radiation X_0. Dans les parties bouchons (EC), les épaisseurs sont 0.3, 2.6, 7.9 et 9.3 X_0. La section hadronique fine FH consiste à 3 couches dans la partie centrale et 4 couches dans les deux parties EC. La section hadronique CH n'est constituée que d'une seule couche. L'épaisseur total de la section hadronique (FH et CH) varie entre 7 et 9 longueurs d'interaction nucléaires λ_A, dépendant de région considérée. La section EM correspond à 0.76 λ_A, donc les hadrons y déposent une fraction considérable de leur énergie.

Les deux premières couches électromagnétiques EM1 et EM2 permettent de mesurer le développement longitudinal de la gerbe où le photon et le pion neutre se diffèrent statistiquement. Au Run II, cette tache est encore facilitée avec l'aide du détecteur de pied de gerbe. D'une manière générale, la gerbe des électrons, photons et pions neutres atteintent son maximum au niveau de la couche EM3. Cette couche est par conséquent deux fois plus finement segmentée $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$ pour mieux localiser la position de la gerbe.

Le système d'argon liquide plus uranium est préservé telquel du Run I. Le système électronique est pourtant modifié afin d'avoir une lecture plus rapide du signal. Le temps d'échantillonage est réduit de 2 μs du Run I à 400 ns au Run II. Les cables de signaux sont également remplacés pour minimiser la sensitivité aux bruits de cheveauchement et aux réflexion de la transimission du signal. Cepedant, du à la présence du détecteur de traces central et du solénoide, la résolution en énergie du calorimètre serait légèrement moins bonne par rapport à celle du Run I.

3.2.4 Le spectromètre de muon

Le calorimètre étant épais, la probabilité qu'un hadron transverse la calorimètre et entre dans le système muon est négligeable. Seuls les muons ayant l'énergie plus grande que 2.5 GeV peuvent atteindre le système à muons.

Le spectromètre à muons se compose de trois parties prinpales [38] :

- le toroide : le champ magnétique se trouve dans le plan XY, c'est à dire perpendiculaire au faisceaux. Dans les parties supérieure et inférieure du toroide, le champ pointe dans la

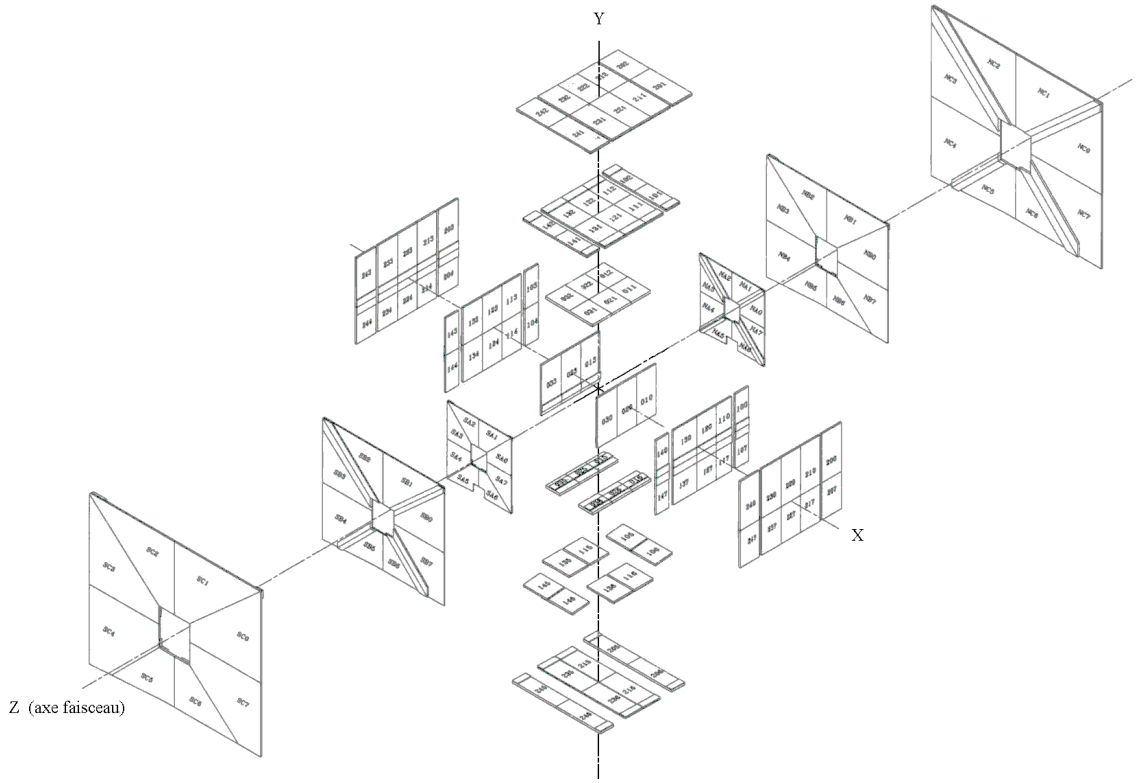

FIG. 3.7 – Système de chambres à fil.

direction X. Il suit la direction Y dans les plans aux deux côtés. Les muons sont courbés dans le plan RZ. Cette structure de toroide permet une meilleure résolution en p_T des muons. La perte de précision en ϕ et compensée par les informations venant du détecteur de traces central.

- le partie centrale WAMUS couvre la région $|\eta| < 1.0$. Elle contient deux sous-systèmes
  - un système de 94 chambres à dérive, chacune étant de 2 m longuer, 1 m largeur et 20 cm d'épaisseur. Les chambres sont constituées de tubes à dérive (Proportional Drift Tube - PDT) dont la section rectangulaire est de 10×5 cm^2 (voir figure 3.7). Le système est constitué de 3 couches A, B et C. La couche A contient 4 plans de tubes PDT, chaque couche B et C en contient 3. Les PDT sont alignés le long du champ magnétique du toroide. Dans le plan XY, le système a une forme carrée est se divise en 8 octants.
  - un système de scintillateurs. Les scintillateurs externes sont appelés compteurs cosmiques et ont été installés à la fin du Run I. Les scintillateurs internes, appelés compteurs $A\phi$, sont installés au Run II entre le calorimètre et la couche A de chambres à dérive (voir la figure 3.8).
- la partie avant FAMUS couvre la région $1.0 < |\eta| < 2.0$. La structure est similaire à la partie centrale avec un système de tubes à dérive et un système de scintillateurs.
  - le système de tubes à dérive MDT (Mini Drift Tubes)
  - le système de scintillateurs appelés pixels recouvre les tubes à dérive.

L'ordre géométrique de WAMUS et FAMUS est similaire : dans direction projective, il commence d'abord par les scintillateurs qui se trouvent juste après le calorimètre, $A\phi$ du WAMUS ou pixels du FAMUS, ensuite la couche A des tubes à dérive, le toroide, ensuite deux couches B et C et finalement les scintillateurs. Ces scintillateurs sont les compteurs cosmiques

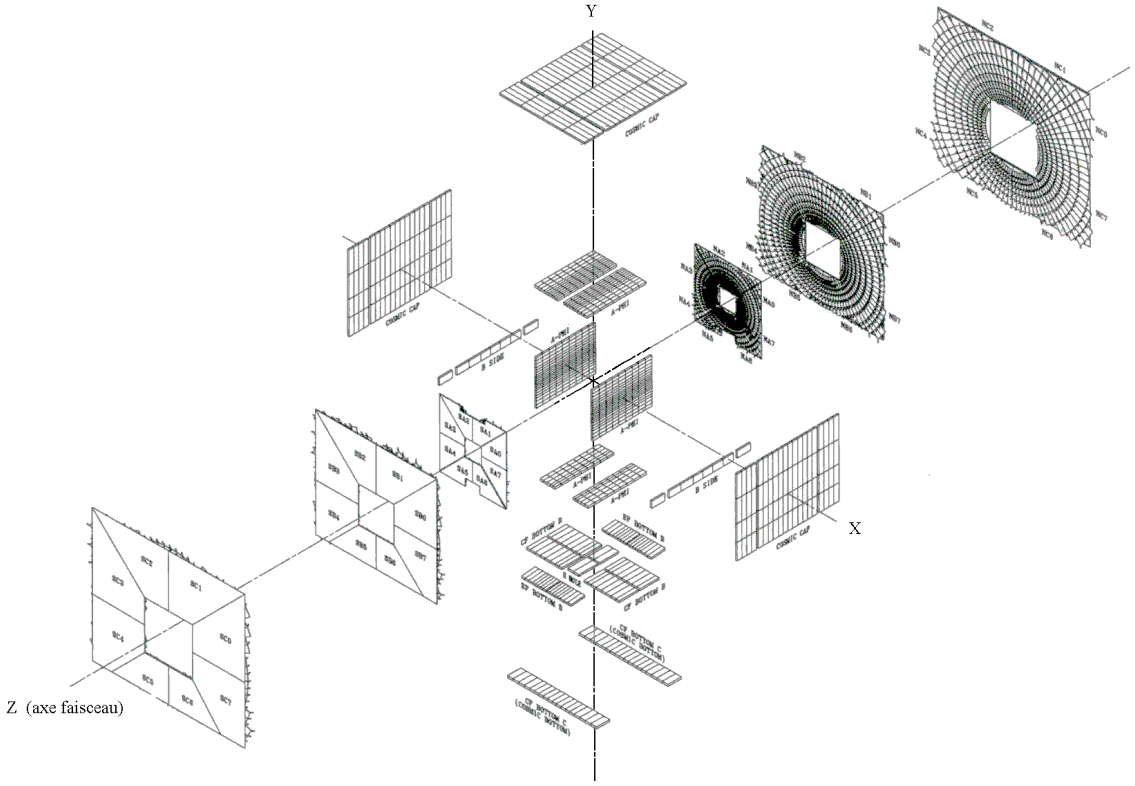

FIG. 3.8 – Le système de scintillateurs.

pour le WAMUS et les pixels pour le FAMUS. Pour une illustration graphique, voir la figure 3.9.

Chaque tube à dérive PDT contient un fil anodique de 50 μm de diamètre au centre de la cellule et les cathodes (appelés pads) placés en haut et en bas (vue dans la direction radiale). Les deux fils de deux tubes voisins sont connectés entre eux. Les cathodes ont une forme losange et sont décomposés en verniers internes et externes (voir la figure 3.10). Chaque tube est rempli d'un mélange gazeux de 80% d'argon, 10% de méthane et 10% de CF_4.

Les tubes PDT produisent les informations suivantes :

- le temps de dérive au fil anodique qui permet de retrouver la position de la particule incidente dans le plan perperdiculaire au fil.
- la différence du temps d'arrivée des signaux aux extrémités du fils anodique commun permet de mesurer la position de l'impact du muon le long du fil. Selon la position de l'impact la résolution varie entre 10 et 50 cm.
- la charge collectée par les verniers interne et externes du cathode fournit davantage la position le long du fil. En combinant les informations provenant du dépôt de charge et la différence en temps d'arrive de deux fils voisins, la résolution de la position sera de l'ordre de 5 mm.

Le temps de dérive maximum pour un signal dans un tube PDT est 500 ns ce qui est supérieur à l'intervalle de temps entre deux croisements successifs du faisceau. Les scintillateurs $A\phi$ fournissent un signal rapide qui est utilisé pour le déclenchement et permettent de relier un muon avec le moment d'un croisement du faisceau. Les scintillateurs sont également utilisés pour identifier des muons de l'origine cosmique. La segmentation en ϕ des $A\phi$ est d'environ 4.5° ce qui correspond aux secteurs de déclenchement du CFT. Les scintillateurs $A\phi$ se chevauchent d'environ 3% pour éviter la possibilité qu'un muon passe sans être détecté entre des

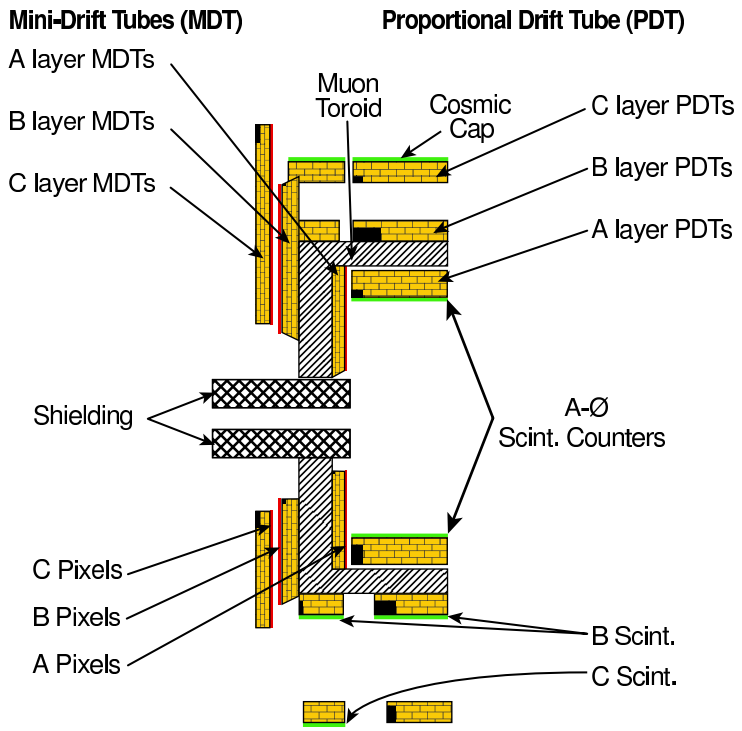

FIG. 3.9 – La disposition des chambres à fil et scintillateurs du spectromètre à muon.

scintillateurs. Les compteurs cosmiques couvrent la face extérieure des chambres à fil. Ils jouent essentiellement le même rôle que les scintillateurs $A\phi$ mais la segmentation est moins fine.

L'architecture du système FAMUS est très similaire à celle du WAMUS sauf le fait que les tubes MDT sont installés car les études ont montré que les tubes PDT ne survivraient pas à la grande luminosité du Run II dans la partie avant. La différence principale aux tubes MDT est celle que le mélange de gaz est de 90% CF_4 et 10% CH_4. Le temps de dérive maximal est d'environ 60 ns, bien inférieur au temps entre deux croisements successifs du faisceau 396 ns. En outre, les avantages majeurs de cette structure sont un faible taux d'occupation et le fait que les tubes MDT sont résistants aux radiations. Dans le cas des MDT, la position de l'impact le long du fil n'est déterminée que lors de la reconstruction par l'association des hits des couches MDT avec les hits des pixels.

Le système de muon est équipé de nouveaux blindages autour du tube de faisceau au Run II afin de minimiser l'impact des bruits de fond, essentiellement les débris de protons et d'antiprotons. Les blindages permet d'écranter le système de muons de plus de 50% d'énergie de bruit de fond.

3.2.5 Le système de déclenchement

Comme la section efficace inclusive $p\bar{p}$ au TeVatron étant gigantesque (de l'ordre de dizaines de milibarn) et la majorité absolue de ces événements n'est pas toujours intéressante, il est important que l'expérience n'enregistre sur la bande magnétique qu'un sous-ensemble d'événements qui sont susceptibles de présenter un intérêt. Ce but est atteint par le système de déclenchement qui filtre en ligne les candidats en utilisant des critères de sélection très simples

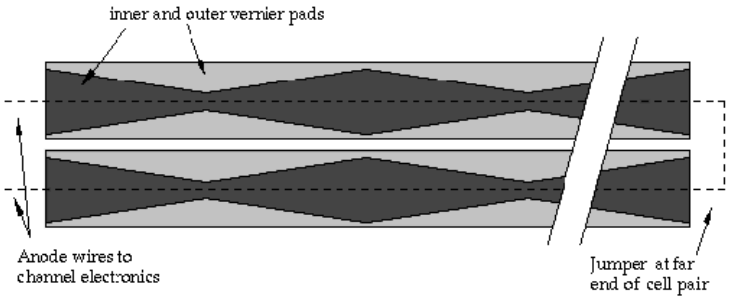

FIG. 3.10 – La structure d'un tube à dérive PDT.

et rapides.

Au Run I, le système de déclenchement du DØ consiste de deux niveaux de hardware $L0$ et $L1$ et un niveau de software $L3$ [32]. Le niveau $L0$ est déclenché lors d'une collision dure au vertex. Ce niveau fonctionne à la fois comme un détecteur de luminoisité et comme un niveau de trigger. Le niveau $L1$ demande ensuite un dépôt minimum d'énergie dans le calorimètre ou la présence d'un trace de minimum p_T dans le spectromètre à muon. Une fois passé $L1$, le détecteur est entièrement lu par le niveau $L3$ qui utilise les codes très similaires au programme de reconstruction hors ligne pour filtrer l'événement en question et l'enrégistrer sur disque si intéressant. Entre $L1$ et $L3$, un autre niveau hardware $L2$ intervient pour mieux raffiner la sélection du $L1$. Ce niveau examine uniquement un sous-ensemble d'événements et en plus l'acquisition de données est interdite lors de son examination.

Au Run II, deux facteurs importants entrent en considération. Premièrement, la luminosité instantanée sera augmentée par un ordre de grandeur plus important par rapport au Run I. Deuxièment, le temps entre deux croisements successifs du faisceau est réduit de 4 μs à 396 ns. L'amélioration du système de déclechement est par conséquent nécessaire. Elle met l'accent sur trois objectifs majeurs [39]

- atteindre une réjection plus importante en incluant des triggers de traces (CFT, CPS et FPS) et par modifier le spectromètre à muons.
- le niveau $L2$ sera entièrement équippé pour examiner tous les événements acceptés par le niveau $L1$[2] Un système de buffer entre $L1 - L2$ et $L2 - L3$ permet d'éviter le temps de mort.
- augmenter la bande passant du $L3$

Au niveau $L1$, le calorimètre est segmenté en tours $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$. La zone de couverture est jusqu'à $|\eta| = 4.0$. De types de triggers existent : l'un donne l'énergie transverse de la partie électromagnétique seulement et l'autre fournit l'énergie transverse totale (c'est à dire avec la partie hadronique comprise). Lorsque l'énergie transverse d'une tour est supérieure à un seuil pré-défini, la condition de déclenchement est satisfaite.

Les triggers CFT sont basés sur les hits fournis par les fibres axiales. Le CFT est segmenté en secteurs de 4.5° en ϕ. Un trigger se déclenche lorsque le pattern de hits est consistent à une trace dont le p_T est supérieur à un certain seuil.

Il est prévu que les détecteurs CPS et FPS joignent les triggers CFT en fournissant le signal d'un déoôt d'énergie en coincidence avec la trace. Pour la période de données qui sont utilisées pour l'analyse de la thèse ces détecteurs n'étaient pas encore dans la liste des conditions de déclenchement.

Le système de muons utilise les scintillateurs, les tubes à dérive avec les triggers CFT pour déclencher sur les muons. Deux types de triggers sont disponibles. L'un associe la trace fournie

[2] DØ garde la même nomenclature des niveaux de triggers au Run II même si leur fonctionalité est redéfinie.

par le CFT aux compteurs scintillateurs $A\phi$ pour mesurer les muons à bas p_T. Les muons à grand p_T demandent en plus la confirmation du compteur cosmique car ils peuvent penetrer le toroide. L'autre type de trigger associe les centroides aux hits de scintillateurs. L'association est nécessaire car le temps de réponse des tubes à dérive est supérieur à l'intervalle entre deux croisements sucessifs du faisceau.

En combinant les informations provenant des sous-systèmes, le niveau $L1$ dispose de 4.2μs de prendre une décision pour garder ou non l'événement en considération. Le taux de sortie maximum est de 6 kHz. Pour le moment, le taux de sortie du $L1$ est 1.6 kHz causé par le fait que le temps de lecture de CFT et SMT est relativement long.

Une fois acceptés par le niveau $L1$, les événements sont transférés au niveau $L2$. Ce niveau de déclenchement réduit le taux d'acceptance en utilisant le corrélation entre plusieurs sous-détecteurs. Pour le calorimètre, des algorithmes de clustering permettent de construire d'une manière simple les candidats électrons ou jets pour calculer la position, l'énergie, l'énergie transverse, la forme de la gerbe,... Le trigger de traces calcule le p_T de la trace en considération. Il corrèle ensuite le CPS/FPS avec le candidat électron du calorimètre. Le trigger de muon refait les mêmes calcul du niveau $L1$ avec une meilleure calibration. Le niveau $L2$ a un budget de temps de 100μs pour prendre sa décision et son taux de sortie est de 1 kHz. Le taux actuel à la sortie de ce niveau est 800 Hz.

Finalement, le niveau $L3$ est plus sophistiqué car il reconstruit partiellement les événements et surtout il utilise les informations complètes et précises fournies par les sous-détecteurs. Les algorithmes utilisés sont simplifiés à partir de ceux du programme de reconstruction complète hors ligne. Le temps pour qu'il prenne la décision d'accepter l'événement est de $50ms$ avec un taux de sortie de 50 Hz.

3.3 La détection des particules dans DØ

3.3.1 L'échelle d'énergie des particules au DØ

Les sources majeures de la production des leptons chargés au TeVatron sont :

- directe : γ^*/Z, W, J/ψ, Υ,...
- indirecte via les désintégration semi-leptoniques des hadrons, notamment les hadrons de saveurs lourdes et les particules comme π, K,...

Sauf le cas des vecteurs bosons W/Z, la majorité des sources est de faible masse, de l'ordre de quelques GeV. Au TeVatron, ces particules subissent généralement un boost de Lorentz du à la différence des impulsions longitudinales des partons entrant en collision le long du faisceau, l'impulsion des leptons pointe plutôt dans cette direction, ce qui signifie une faibe composante transverse p_T. Typiquement, il est rare qu'un lepton issu du quark lour comme b ou c ait un p_T plus grand que 20 GeV.

Les bosons W/Z sont lourds, ils sont produits quasiment au repos, le p_T des leptons (y compris celui de neutrino) est plus dur. Il commence typiquement vers $15-20$ GeV et pique vers $40-50$ GeV. La queue de la distribution peut s'étendre jusqu'à $150-200$ GeV du au fait que les bosons reçoivent de temps en temps un boost de Lorentz important dans la direction transverse à cause de la présent de jet(s) produit(s) accompagné(s).

Les leptons issus des $\gamma*/Z$, W, J/ψ,... sont généralement loins de jet(s) et donc isolés. Par contre, les leptons issus de la désintégration semi-leptonique des quarks lourds s'aglinent plutôt avec les jets et dans leurs alentours il y a beaucoup d'activité hadronique. Très souvent ces leptons ne sont pas isolés.

Les neutrinos ont plus ou moins les mêmes caractéristiques que les leptons. Cependant, contrairement au cas des leptons, il est souvent impossible de reconnaitre un neutrino à bas p_T (de l'ordre de quelques GeV jusqu'à $10-15$ GeV) car il est complètement submergé dans les

fluctuations de l'énergie du calorimètre.

Au TeVatron, les jets sont produits d'une manière abondante via les interactions quark-quark, quark-gluon et gluon-gluon. La production de deux jets dans l'état final est dominante. Leur spectre de p_T décroît exponentiellement.

3.3.2 Allure des particules au DØ

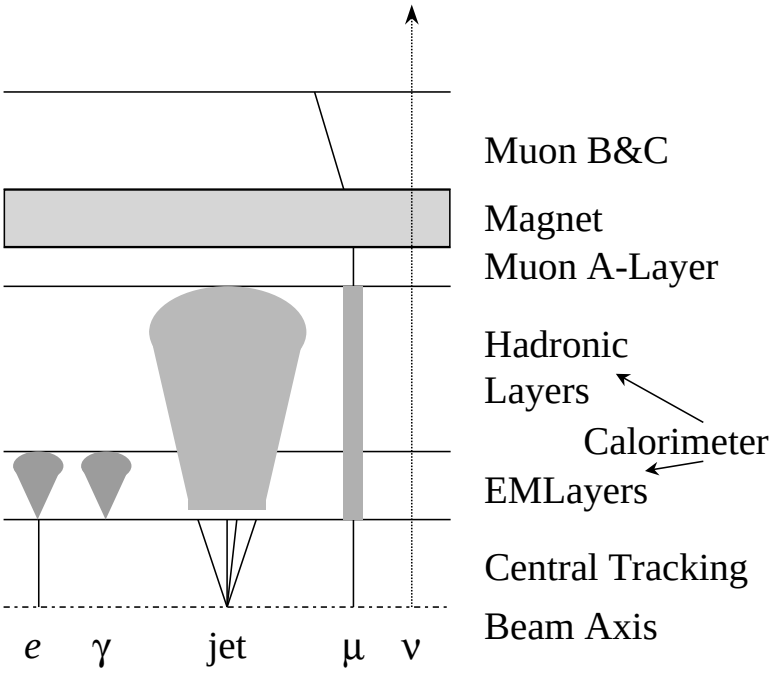

FIG. 3.11 – Allure des particules dans le détecteur DØ. Figure prise de [40]

La figure 3.11 montre une présentation artistique du comportement des particules dans le détecteur. La gerbe de l'électron et du photon dans le calorimètre est compacte et très similaire. Plus précisément la gerbe du photon commence un peu plutôt, mais cette différence est souvent irrélevante dans la plupart des analyses. La différence la plus importante est la présence d'une trace associée au cluster d'énergie dans le calorimètre pour l'électron.

La gerbe produite par les hadrons est généralement très large par rapport à celle de l'électron ou du photon. Plusieurs hadrons chargés peuvent être créés et se trouver dans le cone d'énergie du jet. Par conséquent, le nombre de traces associées au jet est très souvent important.

La signature des muons est typique. Ils laissent une trace dans le détecteur de traces, des segments dans la partie du spectromètre et une énergie de minimum ionisation dans les détecteurs.

Les neutrinos n'interagissent pas avec la matière du détecteur et leur signature est une non-conservation apparente de l'énergie-impulsion dans l'état final. Dans les collisioneurs hadroniques, la composante longitudinale des partons entrant en collision est inconnue, seule la composante transverse de l'énergie manquante est reconstruite.

3.3.3 Electron/photon

3.3.3.1 Reconstruction

Le dépôt d'énergie des électrons et photons dans le calorimètre est très similaire. La reconstruction de ces particules dites électromagnétiques au niveau du calorimètre est identique. A grande énergie (à partir d'environ $15 - 20$ GeV au minimum), l'algorithme principal de la reconstruction est basé sur l'association des tours ou des cellules calorimétriques dans un cône ou dans un cylindre. Pour la partie centrale, les clusters électromagnétiques sont construits à partir des tours qui se trouvent dans un rayon angulaire $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.2$ autour d'un tour énergétique. Pour la partie avant, le même algorithme s'applique mais le rayon est fixé à 10 cm.

3.3.3.2 Les variables discriminantes

La gerbe d'une particule électromagnétique dans le calorimètre est assez spécifique. Elle est compacte par rapport à une gerbe hadronique, plus de 90% de son énergie se trouve dans la partie électromagnétique, et sa forme est bien connue (tear-drop). Les variables discriminantes afin de séparer un photon ou un électron des jets hadroniques sont par conséquent[3] :

- la fraction électromagnétique $EMfrac$: la fraction de l'énergie dans le cône $R = 0.2$ déposée sur les couches électromagnétiques.
- l'isolation est définie comme

$$f = \frac{E(0.4) - EM(0.2)}{EM(0.2)} \tag{3.2}$$

  où $EM(0.2)$ est l'énergie de la section EM dans le cône 0.2 et $E(0.4)$ l'énergie totale du calorimètre (y compris les couches hadroniques) dans le cône 0.4. La gerbe d'un photon ou un électron isolé est assez collimée qui se concentre dans le cône 0.2, c'est à dire il y a peu d'activité hors de ce cône.
- la H-matrice $HMx08$: cette variable tient compte de la corrélation entre les énergies déposées dans les quatre couches EM. Pour la calculer, une matrice 8×8 M est formée en utilisant un lot de N électrons Monte Carlo :

$$M_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} (x_i^n - \bar{x}_i)(x_j^n - \bar{x}_j) \tag{3.3}$$

  où x_i^n est la valeur de la ième observable du nième électron et $\bar{x}_i$ est sa valeur moyenne pour le lot d'electrons considérés. Huite observables d'entrée sont : la fraction d'énergie déposée sur les 4 couches électromagnétiques, les tailles transverses de la gerbe selon les deux directions η et ϕ calculées au niveau de la couche EM3. Deux autres variables, $\log E$ et la position z au vertex, sont introduites pour tenir compte de l'inclinaison de la gerbe et de la dépendence du profile longitudinal avec énergie. Il y a une matrice pour chacune des tours, soit 37 en tenant compte de la symétrie du calorimètre. Pour un candidat électron dont les observables sont notées x'_i, le paramètre covariance χ^2 est calculé selon :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i,j=1}^{8} (x'_i - \bar{x}_i) H_{ij} (x'_j - \bar{x}_j) \tag{3.4}$$

  où H est l'inverse de la matrice M. Cette variable permet de comparer les observables du candidat en question avec ceux de l'électron.

[3] Ces variables standards sont certifiées pour analyse par DØ au moment d'ecrire la thèse.

- et éventuellement une trace associée avec le cluster électromagnétique pour le cas d'un électron.

Ces variables sont adaptées à la recherche d'électrons isolés et de grande impulsion transverse comme ceux provenant de la désintégration des bosons W et Z.

3.3.3.3 Les électrons à bas p_T ou proches de jets

Comme mentionner précédemment, les leptons venant de la cascade semi-leptonique des quarks de saveur lourde se trouvent souvent proche de hadrons. Dans le cas de muon, comme le calorimètre filtre d'une manière très efficace la pénétration des hadrons, il n'y a pratiquement pas de différence importante entre les muons venant du W, Z,... et les muons de quarks b, c,.. mise à part leur impulsion relativement faible. Par contre, pour les électrons, la gerbe des hadrons et celle de l'électron se recouvrent fréquemment et donc les variables discriminantes définies ci-dessus sont largement inefficaces. Un autre algorithme a été développé [41], qui, au lieu de partir d'un cluster électromagnétique isolé, est basé sur les traces au delà d'une impulsion transverse minimale. Chaque trace est extraplolée dans le calorimètre. L'ensemble trace et cellules du calorimètre traversées par cette extrapolation constitue une "route".

Les quantitiés suivantes sont extraites pour caractériser un électron ̀bas p_T ou proche de jets :

- la fraction électromagnétique : le rapport de l'énergie des 3 couches EM1, EM2 et EM3 contenue dans la route sur l'énergie totale
- le rapport E/p de l'énergie des 3 couches sur l'impulsion de la trace

Il faut noter que ces grandeurs portent une certaine similarité par rapport à celles utilisées dans l'identification des électrons durs et isolés. Le même algorithme peut être utiliser pour reconstruire les électrons isolés mais de faible énergie comme ceux qui proviennent de la désintégration de J/ψ ou υ,...

3.3.4 Muon

3.3.4.1 Reconstruction

Les muons sont reconstruits par le spectromètre à muon et le détecteur de traces central [42]. Les informations provenant du calorimètre ne servent qu'à mesurer l'efficacité de reconstruction. Le sens de la reconstruction est du spectromètre de muons au détecteur de traces central car la multiplicité de traces dans le spectromètre est plus basse.

La première étape de la reconstruction est de chercher à associer les différents hits dans le spectromètre afin de former les segments locaux. Le processus est iteratif pour éliminer les combinaisons incohérentes et pour former les segments les plus longs possibles. Les hits au niveau des couches B et C sont d'abord reliés entre eux par les segments droits car la présence du champ magnétiques en dehors du toroide est négligeable. Ensuite ces segments BC sont associés avec les hits des scintillateurs. Finalement ces segments sont associés avec la couche A. Car les muons qui sont capables de pénêtrer le toroide sont souvent de grande impulsion, ils sont très peu courbés. Par conséquent, les couches BC et A de la même region (la partie centrale, avant $z < 0$ ou avant $z > 0$) et de même octant ou des octants adjacents sont associés. Les segments A non associés sont conservés car ils peuvent provenir des muons de faible impulsion transverse. Les BC seuls sont conservés car du à l'acceptance il y a des endroits dans le spectromètre où un muon peut taper les couches B et C sans taper la couche A.

Les segments A et BC sont classifiés compatibles lorsque :

- ils pointent vers la zone de vertex

- l'angle formé par les deux segments A et BC sont suffisamment petit (plus petit que 0.3 radian par défaut)
- le segment BC pointe vers la position du segment A

On cherche ensuite à associer un muon local avec une trace donnée par le détecteur de traces central. Dans l'extrapolation, les corrections suivantes sont prises en compte

- effet du champ magnétique dans le calorimètre et et l'intérieur du solénoide
- effet de la diffusion multiple dans le toroide, le calorimètre et le solénoide
- effet de la perte d'énergie dans le calorimètre

Un muon local est dit associé avec une trace centrale lorsque leur coordonnées en η et ϕ sont compatibles. Après l'association, un adjustement global s'effectue pour donner une meilleure détermination de l'impulsion du muon en combinant les informations données par le spectromètre de muons et le détecteur de traces central.

3.3.4.2 Les variables discriminantes

Les muons reconstruits dans DØ sont classifiés par deux paramètres : type et qualité [43].

Le type de muon est défini en utilisant le paramètre $nseg$. $nseg > 0$ signifie que le muon reconstruit dans le spectromètre à muons a une trace dans le détecteur central associée et $nseg < 0$ signifie le contraire. La valeur $|nseg| = 1$, 2 ou 3 indique que le muon dans le spectromètre est reconstruit avec les hits sur la couche A seulement, sur la couche BC seulement ou à la fois sur les couches A et BC respectivement.

La qualité de muon peut être `Tight`, `Medium` ou `Loose`. La définition de chaque catégorie est basée sur le nombre de hits sur les chambres de tubes à dérive et sur les couches de scintillateurs. Les qualifications `Medium` et `Loose` sont optimisées de manière à ce qu'elles soient efficaces et moins sensibles aux détails géométriques du spectromètre. Dans les endroits où l'acceptance est réduite, le muon est demandé d'avoir une trace centrale associée.

- **Muon** `Loose`/`Medium` avec $nseg = +1$ ou $+2$
  Les muons avec $|nseg| < 3$ sont obligés d'associer avec une trace centrale. La définition d'un muon `Loose` avec $nseg = +1$ est
  ∘ au moins un hit scintillateur et deux hits sur les tubes de la couche A
  Celle d'un muon `Loose` avec $nseg = +2$ est
  ∘ au moins un hit scintillateur de la couche BC
  ∘ au moins deux hits sur les tubes de la couche BC
  La définition d'un muon de qualité `Medium` dans chaque cas de $nseg$ comprend les conditions de la définition `Loose` respective et une condition supplémentaire que le muon se trouve dans la partie en bas du spectromètre (les octants 5 ou 6 avec $|\eta_{det}| < 1.6$).
- **Muon** `Loose`/`Medium` avec $|nseg| = 3$
  Les muons de ce catégorie ne sont pas obligés d'avoir une trace centrale associée. La définition d'un muon `Medium` est la combinaison des conditions de muon `Loose` $nseg = +1$ et $nseg = +2$
  ∘ au moins un hit scintillateur et deux hits sur les tubes de la couche A
  ∘ au moins un hit scintillateur de la couche BC
  ∘ au moins deux hits sur les tubes de la couche BC
  La définition d'un muon `Loose` se base sur celle de `Medium` mais elle relâche la vérification sur une de ces trois conditions.
- **Muon** `Tight`
  Les muons de qualité `Tight` ne sont définis qu'avec la valeur $|nseg| = 3$. La définition de muon `Tight` est naturellement plus stricte que celle de muon `Medium` $|nseg| = 3$. Elle demande en particulier :
  ∘ au moins trois hits sur les tubes de la couche BC au lieu de deux seulement

- et un fit local convergé

A part de ces définitions de qualité, pour les études physiques concernant les muons venant du vertex primaire, il faut utiliser une quantité importante, l'isolation, dont la définition est la suivante :

- isolation dans le détecteur de traces : si la somme scalaire de p_T des traces qui se trouvent dans le cône de rayon 0.5 autour du muon est inférieure à 2.5 GeV
- isolation dans le calorimètre : si l'énergie calorimétrique contenue dans le cône creux entre les rayons 0.1 et 0.4 est inférieure à 2.5 GeV. Cette énergie est calculée en prenant compte seulement les cellules des couches électromagnétique et hadronique fine et non pas celles de la couche hadronique CH à cause de leur bruit souvent important.

Ces deux conditions permettent d'éliminer fortement les muons qui sont issus de la désintégration semi-leptonique. Ces muons sont généralement accompagnés par des hadrons et leur environnement contient par conséquent plus d'énergie par rapport à ceux qui proviennent du vertex primaire.

3.3.5 Jets hadroniques

3.3.5.1 Reconstruction

Contrairement aux photons, électrons, muons qui sont les particules simples, la reconstruction des particules hadroniques est plus compliquée due essentiellement à la hadronisation QCD. Un jet n'est généralement pas un seul hadron mais en est composé de plusieurs dont les gerbes se recouvrent l'une l'autre considérablement. Il est par conséquent impossible de reconstruire les hadrons individuellement mais il faudra associer les clusters proches pour former un jet unique. Un bon algorithme de jet doit être capable de reproduire le mieux possible les propriétés de processus QCD au niveau partonique non seulement à LO mais aussi à NLO ou même NNLO. En plus, l'algorithme doit se munir un mécanisme split/merge afin de décrire le recouvrement des jets reconstruits [44]. L'algorithme adopté par l'expérience DØ est celui de "Improved Legacy Cone" recommendé par le Run II Jet Physics Group [45].

D'abord, l'énergie visible de chacune des cellules est pondérée par un poids qui depend de la profondeur de la cellule dans le calorimètre :

- pour les couches électromagnétiques : les poids sont optimisés pour la résolution et choisis de façon à reconstituer l'énergie de l'électron au vertex d'interaction. Comme les électrons perdent une fraction de leur énergie par interaction avec le matériel pré-calorimètre, la première couche électromagnétique est affectée par un grand poids afin de compenser cette perte d'énergie.
- pour les couches hadroniques : la même méthode est appliquée pour choisir des poids sauf les pions simulés sont utilisés dans la procédure.

La reconstruction de jets hadroniques commence par la tour calorimétrique la plus énergétique parmi la liste des tours excédant un seuil de p_T. Les tours dans un cône R dans le plan $\eta \times \phi$ sont associées avec cette tour. Le barycentre du cluster de jet est alors calculé en tenant compte de l'énergie de chacune de ces tours. Un nouveau cône est ensuite reconstruit à partir du nouveau barycentre et la procédure s'itère jusqu'à l'obstention d'un cône stable.

La deuxième étape consiste à fusionner éventuellement les jets proches, c'est à dire les jets qui se trouvent dans un rayon $2R$ l'un l'autre. Un nouveau jet est formé dont le cône est défini autour du barycentre pondéré par l'énergie transverse de deux jets.

La troisième et dernière étape commence par considérer l'énergie commune partagée par le jet ayant le maximum p_T et les autres jets. Si pour un jet en question cette énergie est supérieure à un seuil, ce jet est absorbé par le premier. Sinon, les deux jets restent séparés mais le jet plus énergétique absorbe l'énergie commune. La procédure s'itère ensuite aux autres jets ordonnés en ordre de p_T décroissant.

A la fin de l'algorithme, seuls les jets ayant $p_T > 8$ GeV sont considérés dans toute future analyse. Les jets sont reconstruits avec les cônes de rayon 0.3, 0.5 et 0.7 pour les différentes analyses de physique.

3.3.5.2 Identification des jets

Malgré le fait que le taux de production de jets au TeVatron est bien supérieur à celui des autres particules, les jets à la sortie du programme de reconstruction sont contaminés par des bruits de fond. D'abord comme les électrons et photons ne sont pas différés par l'algorithme de jets, ils sont également reconstruits. Ensuite les bruits électroniques du calorimètre peuvent créer des faux clusters d'énergie qui sont ensuite reconstruits comme des jets. Les critères suivants sont appliqués afin de sélectionner de bons jets :

- $0.05 < EMfrac < 0.95$: la limite supérieure est destinée à éliminer la contribution des particules électromagnétiques et celle inférieure contribue à éliminer les jets de bruits.
- la fraction d'énergie déposée dans la couche hadronique externe CHF doit être inférieure ou égale à 0.4 : cette coupure élmine les jets formés par les bruits de la couche hadronique externe du calorimètre.
- $HotF$, le rapport de deux cellules les plus énergetique du jet, doit être inférieur à 10. Les cellules chaudes (qui contiennent une énergie très importante) du calorimètre peuvent de temps en temps former un jet entier alors que les autres cellules dans le cône contiennent très peu d'énergie. Ce critère permet de rejeter les jets créés par les cellules chaudes.
- parfois une tour isolée dans le calorimètre est allumée à cause de bruits électroniques et donc un jet est formé par cette tour. Le crière $n90 > 1$, le nombre de tours dont l'énergie totale dépasse 90% l'énergie du jet, est appliqué afin d'éliminer cette source de mauvais jets.
- Confirmation du niveau de déclenchement $L1$. Ce test s'applique uniquement aux jets dans les données réelles. L'énergie au niveau $L1$ est définie comme la somme des p_T des tours de déclenchement qui se trouvent dans le cône 0.5 au tour de l'axe du jet. Le rapport de cette énergie sur le p_T du jet reconstruit hors ligne (et pas encore corrigé pour l'échelle d'énergie) doit être supérieur à 0.4 dans le CC et EC et à 0.2 dans l'ICD ($0.8 < |\eta_{det}| < 1.5$). Le but de cette confirmation du niveau $L1$ est d'éliminer davantage les jets formés de bruit dans le calorimètre [4].

Finalement, afin de mieux séparer les jets et les électrons, tout jet proche d'un électron, c'est à dire leur distance ΔR dans le plan $\eta \times \phi$ inférieure ou égale à 0.5, est éliminé de la liste de bons jets. Cette coupure permet d'éviter le double comptage d'une part et d'appliquer les corrections d'énergie appropriées aux bons jets d'autre part.

3.3.5.3 Correction de l'énergie de jet

Le but de cette correction d'énergie d'un jet est de retrouver l'énergie des particules qui constituent le jet elles-mêmes. En principe, cette énergie, appelée l'energie au niveau des particules, peut être obtenue par le même algorithme de reconstruction de jet décrit en haut en remplaçant les tours calorimétriques par les particules de l'état final. Cette méthode étant toute à fait faisable en ce qui concerne les données Monte Carlo, il est en pratique impossible de l'appliquer aux données réelles car l'information des particules est déformée par leur superposition dans le calorimètre.

La méthode de correction d'énergie des jets dans DØ est est basée sur la relation suivante, $E_{particules}$ signifiant l'énergie vraie du jet et $E_{observe}$ l'énergie mesurée par le calorimètre [46] :

[4] Il est important de bien noter que l'énergie fournie par le niveau L1 est complètement indépedante de celle fournie par le programme de reconstruction hors ligne.

$$E_{particules} = \frac{E_{observe} - E_{offset}}{R \times S} \tag{3.5}$$

où

- E_{offset} est l'énergie receuillie par le jet qui ne provient pas des particules constituant ce jet. Cette énergie inclut les événements sous-jacents, les bruits de l'électronique ou de la radioactivité de l'uranium, l'effet de croisements précédents (pile-up), et les interactions $p\bar{p}$ multiples. Elle est une fonction de η, de la luminosité et de la taille du cône du jet. La soustraction E_{offset} de l'énergie mesurée $E_{observe}$ donne la partie d'énergie reçue par le calorimètre des particules de jet.
- R est la réponse du calorimètre au jet. Elle dépend directement de l'énergie et η comme différentes régions du calorimètre réagissent différemment à un même jet. Comme l'énergie du jet dépend du rayon du cône, R en dépend également. R est typiquement inférieure à l'unité due aux pertes d'énergies dans les régions non-instrumentées du détecteur et due au fait que le facteur e/π, le rapport de la réponse des particules électromagnétiques et hadroniques, est plus grand que 1.
- S représente la fraction de l'énergie déposée par les particule à l'intérieur du cône de jet. Ce facteur est souvent inférieur à l'unité car le rayon du jet ne permet pas toujours de récupérer toute énergie des particules constituant le jet.

Ces quantités E_{offset}, R et S sont estimées de manière suivante [47] :

- Offset : la luminosité instantanée actuelle au TeVatron étant suffisamment faible pour négliger la contribution des interactions multiples ou pile-up, l'énergie offset est dominée par la contribution de bruits électronique et de l'uranium et les événements sous-jacents. Pour l'estimer, il suffit de prendre les données de biais minimum dédiées à cet effet.
- R : la méthode utilisée est "Missing E_T Projection Fraction" (MPF) qui est basée sur les événements $\gamma-$jet. Un tel événement peut être produit dans le processus $qg \rightarrow q^* \rightarrow \gamma q$ qui donne un photon balance à un jet dans le plan transversal au faisceau. Dans cette configuration, l'énergie transverse manquante devrait être nulle. Un déviation de zéro de MET signifie la présence des particules dont le dépôt d'énergie dans le détecteur n'est pas tenu compte. La réponse du calorimètre est ainsi obtenue [5].
- S : il est impossible d'utiliser les données réelles pour déterminer ce facteur. Il est estimé à partir des données simulées.

Comme la plupart des processus physiques intéressants au TeVatron contiennent de jets dans l'état final, un bon contrôle sur la calibration de l'énergie de jet est très important. Pour l'illustrer, les erreurs des mesures de la section efficace inclusive de QCD, de la masse du quark top et la recherche des nouveaux phénomènes,... sont dominées par l'incertitude liée à la calibration de l'énergie de jets. La raison principale est celle que la section efficace de production de jets décroit exponentiellement en fonction de p_T, donc une petite correction de l'énergie du jet peut influencer d'une manière importante la contribution des jets dans le bilan énergétique de l'événement.

3.3.6 Energie manquante transverse

Le neutrino présent dans un événement ne peut être détecté que par une non-conservation de l'énergie transverse totale de l'état final. Le calorimètre est l'outil principal pour cette tache. Idéalement, l'énergie transverse manquante MET est déterminée à partir de la somme vectorielle de l'énergie transverse des cellules du calorimètre comme

[5] Pour que cette méthode soit valable, il est important que l'énergie des photons soit bien connue. Comme les photons se comportent identiquement comme les électrons dans le calorimètre, il est possible de calibrer l'énergie du photon en partant de corrections de l'électron.

$$MET = -\sum_{cellules} E_{T,cellules} \tag{3.6}$$

En pratique, comme le calorimètre n'est pas parfait, de nombreuses modifications sont apportées à cette procédure :

- seules les cellules dont l'énergie dépasse 100 MeV sont prises en compte
- pour minimiser la contribution du bruit de la couche hadronique externe, seules les cellules de cette couche appartenant à de bons jets entrent dans le calcul
- les corrections d'énergie appliquées aux jets dans l'événenent sont ensuite apportées à MET car un jet mal mesuré cause une fausse MET
- finalement MET est corrigée par la contribution des muons. Les muons ne laissent qu'une faible fraction de leur énergie dans le calorimètre. Leur impulsion totale desquelles leur dépôt d'énergie au calorimètre a été soustrait est retirée de la MET

Chapitre 4

Analyse di-muons

La recherche de squarks et gluinos dans la topologie de l'état final avec deux muons, au moins deux jets et de l'énergie transverse manquante MET est décrite dans ce chapitre. La première partie du chapitre consiste à évaluer les efficacités des conditions de déclenchement et des différentes coupures d'identification de muon. Ensuite nous ferons la comparaison des propriétes importantes de données réelles et de données Monte Carlo pour avoir une compréhension du bruit de fond physique. Finalement nous choisirons les coupures optimales pour une meilleure séparation du signal du bruit de fond. Le chapitre se termine par la nouvelle limite d'exclusion de squarks et de gluinos dans le canal dimuon du Run II.

4.1 Sélection des données

4.1.1 Signal squarks et gluinos

Les points de signal dans le plan $m_0 - m_{1/2}$ sont générés avec le générateur `PYTHIA`. Les sous-processus donnant des squarks et/ou des gluinos suivants sont sélectionnés :
$q\bar{q}/gg \rightarrow \tilde{q}\bar{\tilde{q}}/\tilde{g}\tilde{g}$
$qg \rightarrow \tilde{q}\tilde{g}$ et
$qg \rightarrow \tilde{\chi}_2^0\tilde{q}$
Afin de rendre la simulation plus efficace, seuls les événements ayant au moins deux muons dans l'état final à la génération sont gardés. La possibilité d'interaction multiple dans le même croisement des faisceaux est simulée en superposant au signal en moyenne 0.8 événement de biais minimum.

Point	m_0	$m_{1/2}$	$\tilde{q}$	$\tilde{g}$	σ_{total} (pb^{-1})	Br($\mu\mu$) $\times\sigma$
A	100	95	237	251	5.78	0.42
B	150	90	251	246	4.45	0.52
C	180	65	231	187	15.07	0.74
D	200	55	233	164	25.06	1.32
E	250	50	268	155	25.25	1.49

TAB. 4.1 – Résumé de la production du signal mSUGRA. Cinq points sont générés avec diverses valeurs m_0 et $m_{1/2}$. Les autres paramètres sont fixés : $A = 0$, $\tan\beta = 3$ et $\mu < 0$.

Le tableau 4.1 résume la production Monte Carlo pour les cinq points de mSUGRA. Cinq points au dessus de la courbe d'exclusion de la recherche dileptonique du Run I ont été choisis. Notons que les points A, C et E ont été utilisés auparavant dans la section 2.4 du chapitre 2

pour illustrer les propriétés cinématiques importantes du signal. Les sections efficaces sont calculées au NLO par le programme PROSPINO [48].

Nous rappelons ici les propriétés importantes du signal :

- le p_T des muons est assez faible ; la masse invariante de la paire de muons est également faible, et inférieure à 50 GeV dans la région recherchée.
- il y a au moins deux jets dans l'événement et les jets sont par contre très énergiques.
- l'événement est caractérisé par une grande MET.
- et finalement, lorsque le paramètre $m_{1/2}$ décroit, le spectre en p_T des muons, des jets et la distribution de MET sont plus faibles.

4.1.2 Bruit de fond

Les sources importantes de bruit de fond physique donnant la même signature dimuons et jets sont :

- processus Drell-Yann $Z/DY \to \mu^+\mu^-$ avec jets dans l'état final
- processus Drell-Yann $Z/DY \to \tau^+\tau^- \to \mu^+\mu^-$ avec jets dans l'état final
- production de paires de top $t\bar{t} \to \mu^+\mu^-$ et jets
- production $W + b/c$ plus jet où un muon est issu du W et l'autre provient de la désintégration semi-leptonique d'un quark b ou d'un quark c
- production d'une paire de quarks lourds comme $b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$ qui donne deux muons (bruit de fond de type QCD).

Parmi ces sources, les quatre premières sont estimées à partir des données Monte Carlo (voir le tableau 4.2). La dernière contribution, le bruit de fond QCD, sera estimée directement à partir des données réelles. Les section efficaces des sources de bruits de fond de $\tau\bar{\tau}$, $t\bar{t}$ et $W + b/c$ (abbréviation pour tous processus de W avec un quark c ou b dans l'état final) s'expriment en valeur totale sans prendre en compte le rapport de branchement en muon(s)[1]. Comme dans la simulation du signal, les événements Monte Carlo sont également superposés avec en moyenne 0.8 événement de biais minimum.

La section efficace de processus Z/DY est dominante. Cependant les événements Z/DY n'ont pas de réelle MET dans l'état final. Le processus $Z/DY \to \tau^+\tau^- \to \mu^+\mu^-$ contient un peu de MET mais sa contribution est très faible à cause du faible rapport de branchement de tau en muon. La source $t\bar{t}$ est par contre très similaire à la signature du signal.

Le lot $Z/DY \to \mu\mu$ inclusif, c'est à dire sans demander explicitement la présence de jet(s) dans l'état final, est généré par PYTHIA pour les trois différents intervalles de masse : $[15, 60]$ GeV, $[60, 130]$ GeV et $[> 130]$ GeV.

La simulation des processus qui contiennent un boson (W, Z/γ^*) plus au moins un jet dans l'état final est mieux décrite par le générateur ALPGEN. ALPGEN est un générateur dédié à la simulation des processus multipartons durs dans les collisions hadroniques. En utilisant les éléments de matrice exacts, le code permet de calculer une large gamme de processus au niveau partonique et au premier ordre des interactions QCD et électrofaibles d'intérêt au TeVatron et LHC [49].

Pour le lot dimuon plus un jet, le seul intervalle de masse disponible est $[60, 130]$ GeV. Pour les lots dimuon plus deux et trois jets, trois intervalles de masse sont générés comme indiqués dans le tableau 4.2. Ces deux derniers lots ont été simulés à la demande du groupe de physique TOP avec les coupures suivantes au niveau générateur [50] :

- p_T du muon supérieur à 12 GeV
- $|\eta|$ du lepton inférieur à 2.5
- p_T des partons supérieur à 12 GeV
- distance, dans l'espace $\eta \times \phi$, entre deux partons supérieure à 0.4

[1] Les sections efficaces de $W + b/c$ sont fournies par [51].

Canal	Générateur	Masse	Statistique	Sect. eff. (pb)
Z/DY	PYTHIA	15-60	119250	N/A
	PYTHIA	60-130	152750	N/A
	PYTHIA	130	10000	N/A
Z/DY + j	ALPGEN	60-130	92000	N/A
Z/DY + jj	ALPGEN	15-60	70000	3.008(7)
	ALPGEN	60-130	80500	12.78(1)
	ALPGEN	130	51000	0.1384(3)
Z/DY + bb	ALPGEN	15-60	13100	0.1257(1)
	ALPGEN	60-130	12500	0.6944(5)
	ALPGEN	130	12000	0.00658(1)
Z/DY + cc	ALPGEN	15-60	11500	0.5403(5)
	ALPGEN	60-130	13200	1.448(1)
	ALPGEN	130	13000	0.01408(2)
Z/DY + jjj	ALPGEN	15-60	6980	1.348(3)
	ALPGEN	60-130	6580	3.511(6)
	ALPGEN	130	3530	0.0334(1)
Z/DY + bbj	ALPGEN	15-60	6560	0.0666(2)
	ALPGEN	60-130	6270	0.2702(5)
	ALPGEN	130	N/A	0.00272(1)
Z/DY + ccj	ALPGEN	15-60	6670	0.2106(3)
	ALPGEN	60-130	6760	0.539(1)
	ALPGEN	130	5560	0.00574(2)
Z/DY $\rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu$	PYTHIA		252000	
$t\bar{t} \rightarrow \mu\mu$	PYTHIA		42000	7.5
$W + c$	ALPGEN		19600	63.95
$W + c + j$	ALPGEN		19600	40.25
$W + c + jj$	ALPGEN		19600	15.48
$W + c + jjj$	ALPGEN		19600	5.32
$W + c\bar{c}$	ALPGEN		41150	11.7
$W + b\bar{b}$	ALPGEN		99000	8.23

TAB. 4.2 – Statistiques des productions Monte Carlo pour les bruits de fond.

La coupure sur l'impulsion minimale des muons s'est imposée à notre analyse.

4.1.3 Données réelles

Les données utilisées pour cette analyse ont été collectées par l'expérience DØ pendant la période de septembre 2002 à septembre 2003.

Quelques sélections préliminaires ont été appliquées sur ce lot. Une première sélection consiste à ne garder que des événements ayant deux muons qui satisfont le critère `Loose` défini par le groupe Muon ID[2]. On exclut ensuite les données collectées pendant les périodes où la qualité des données de l'un des sous-détecteurs utilisés par l'analyse (détecteur de traces, calorimètre, spectromètre de muons) est jugée mauvaise.

Afin d'avoir un lot normalisable, les événements doivent satisfaire au moins à l'une des conditions de déclenchement suivantes : `2MU_A_L2M0`, `2MU_A_L2M0_TRK5`, `2MU_A_L2M0_TRK10`,

[2]Pour les différentes définitions de qualité de muon, voir la section 3.3.4 du chapitre 3

Condition	Niveau 1	Niveau 2	Niveau 3
`2MU_A_L2M0`	≥ 2 muon scintillateurs dans WAMUS ou FAMUS	≥ 1 muon `Medium`	
`2MU_A_L2M0_TRK5`	idem	idem	≥ 1 trace globale $p_T > 5$ GeV
`2MU_A_L2M0_TRK10`	idem	idem	≥ 1 trace globale $p_T > 10$ GeV
`2MU_A_L2M0_L3L6`	idem	idem	≥ 1 muon `Loose` $p_T > 6$ GeV
`2MU_A_L2M0_L3L15`	idem	idem	≥ 1 muon `Loose` $p_T > 15$ GeV
`2MU_A_L2ETAPHI`	idem	≥ 2 muons dont ≥ 1 `Medium` et la diff. $(\Delta\eta, \Delta\phi) > (0.15°, 13.5°)$	

TAB. 4.3 – Définition à chaque niveau des conditions de déclenchement dimuon.

`2MU_A_L2M0_L3L6`, `2MU_A_L2M0_L3L15` ou `2MU_A_L2ETAPHI`. La définition de chacune de ces conditions est résumée dans le tableau 4.3.

Après toutes ces sélections préliminaires, grâce à la procédure fournie par le groupe Luminosity, le lot utilisé pour l'analyse correspond à un luminosité intégrée de 170 pb^{-1}.

4.2 Efficacité de déclenchement

Les conditions de déclenchement pour l'analyse dimuon ont été déjà mentionnées. En général, tous les évènements qui satisfont au critère le plus simple `2MU_A_L2M0` sont enregistrés. Cependant, pendant les périodes de prise de données à forte luminosité instantanée, un taux de comptage trop élevé oblige à n'en enregistrer qu'une fraction. Les autres termes ne sont pas affectés par cette réduction. Comme la condition `OU` de tous ces derniers termes est à 100% efficace par rapport au terme `2MU_A_L2M0` [52], il suffit simplement d'estimer l'efficacité de ce dernier.

L'efficacité du terme `2MU_A_L2M0` a été calculée en utilisant les muons reconstruits hors ligne de qualité `Loose` [53]. L'évaluation consiste essentiellement aux étapes de sélection suivantes :

- il existe deux muons isolés et de charges opposées
- le muon de contrôle
  - est de qualité `Medium`
  - est associé à une trace centrale de $p_T > 30$ GeV
- le muon de test
  - est de qualité `Loose`
  - est associé à une trace centrale de $p_T > 20$ GeV avec le nombre de coups dans la chambre CFT est supérieur à 7
  - la trace pointe à l'intérieur de l'acceptance géométrique du spectromètre à muons
- $\Delta R_{\mu\mu} > 2.0$ où $\Delta R_{\mu\mu}$ est la distance dans le plan $\eta - \phi$ entre les deux muons
- l'événement doit satisfaire à l'une des conditions de déclenchement avec un muon et le muon de contrôle doit être associé à l'objet muon des niveaux $L1$ et $L2$. Autrement dit c'est le muon de contrôle qui déclenche l'enrégistrement de l'événement.

Les coupures strictes sur le muon de contrôle assurent que ce muon vient du vertex primaire et non pas d'un quark lourd. Le fait que les deux muons sont isolés et que leurs traces ont un

grand p_T élimine pratiquement toute contribution de quarks lourds. La coupure sur ΔR permet de sélectionner les deux muons qui viennent exclusivement de la désintégration Z/DY à haute masse invariante.

La probabilité pour que chaque muon de qualité `Loose` satisfasse la condition de scintillateur au niveau $L1$ est estimée à $\epsilon^{\mu}_{L1} = 0.803 \pm 0.005$. Ensuite, la probabilité relative pour qu'un muon de qualité `Loose` au niveau $L1$ satisfasse au critère `Medium` au niveau $L2$ est $\epsilon^{\mu}_{L2} = 0.922 \pm 0.004$.

Rappelons que le terme `2MU_A_L2M0` demande, au niveau $L1$, l'existence de deux muons dans les scintillateurs du spectromètre à muons (WAMUS et FAMUS) et au niveau $L2$ qu'au moins l'un des muons passe le critère `Medium`. L'efficacité globale du terme `2MU_A_L2M0` pour les événements ayant deux muons reconstruits de qualité `Loose` est par conséquent calculée comme :

$$\epsilon^{\mu\mu} = \epsilon^{\mu\mu}_{L2} \times \epsilon^{\mu\mu}_{L1} \tag{4.1}$$

où $\epsilon^{\mu\mu}_{L1} = (\epsilon^{\mu}_{L1})^2$ et $\epsilon^{\mu\mu}_{L2} = 1 - (1 - \epsilon^{\mu}_{L2})^2$ sont les probabilités que deux muons `Loose` passent la condition du niveau $L1$ et du niveau $L2$ respectivement.

L'efficacité totale de la condition `2MU_A_L2M0` est donc de 0.641 ± 0.013.

4.3 Efficacité de sélection de muon

Toutes ces études sur les efficacités de sélection des muons seront basées sur les événements dimuons provenant de la désintégration du boson Z, qui seront sélectionnés de la façon générale suivante :

- les événements doivent satisfaire la condition de déclenchement `2MU_A_L2M0`.
- il existe deux muons de qualité `Loose`
- ces deux muons sont dans l'acceptance du spectromètre, soit $|\eta| < 1.8$ en excluant la région des supports du calorimètre $4.25 < \phi < 5.15$ pour $|\eta| < 1.25$. Ici η est mesuré au niveau de la couche A du spectromètre.

Cette sélection pourra être complètée par

- l'utilisation du critère d'isolation du muon comme défini dans la section 3.3.4 du chapitre 3 ; ce critère permet de rejeter de manière efficace la contribution du bruit de fond venant des quarks lourds.
- l'association du muon avec une trace reconstruite dans le détecteur central avec éventuellement des conditions explicites plus strictes sur la qualité de cette trâce pour mieux déterminer le signe de la charge du muon en considération.

4.3.1 Efficacité d'association avec une trace centrale

Deux méthodes indépendantes ont été utilisées pour évaluer l'efficacité d'association avec une trace centrale. La première consiste à appliquer les coupures suivantes sur les données réelles et simulées :

- le muon de contrôle est isolé et associé à une trace centrale
- le p_T du muon de contrôle est supérieur à 30 GeV. Ce seuil élevé élimine la contribution des muons issus de quarks lourds.
- le muon de test est isolé dans le calorimètre, c'est à dire l'énergie calorimétrique contenue entre les rayons 0.1 et 0.4 autour du muon est inférieure à 2.5 GeV. Il n'y a pas de coupure sur l'isolation du muon dans le détecteur de traces central car l'estimation de l'efficacité serait biaisée.
- le muon de test doit être de type $|nseg| = 3$ (voir la section 3.3.4 du chapitre 3). Rappelons que pour être moins sensible aux détails géométriques du spectromètre de muons, les muons de qualité `Loose` ou `Medium` et de type $|nseg| < 3$ sont associés avec une trace s'ils

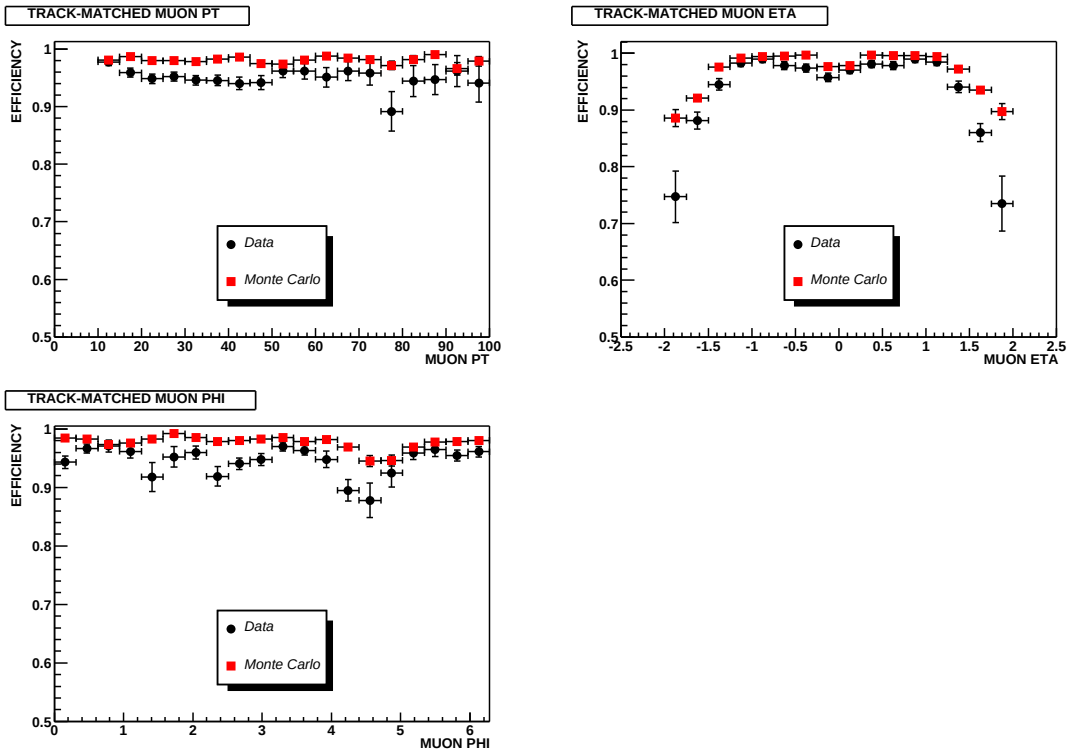

FIG. 4.1 – Efficacité d'association des muons avec une trace centrale dans les données réelles (croix noires) et Monte Carlo (croix rouges) en fonction des paramaètres p_T, η and ϕ locaux.

se trouvent dans la région à acceptance réduite ; l'application du critère stricte $|nseg| = 3$ permet d'enlever ce biais.

- la différence en ϕ entre le muon de contrôle et le muon de test doit être plus grande que 2.5 radians, c'est à dire les deux muons sont plutôt dos-à-dos. Cette coupure a pour but de sélectionner les muons venant du Z : comme le boson Z est suffisamment lourd, même s'il est produit accompagné de jets dans l'état final, les deux muons se trouvent préférentiellement dans deux hermisphères opposés.

Notons que les valeurs de ϕ, η et p_T du muon de test doivent être mesurées exclusivement par la couche A du spectromètre à muons afin de ne pas biaiser l'estimation.

L'efficacité d'association est simplement définie comme la fraction des muons de test qui sont associés à une trace centrale.

La seconde méthode consiste à utiliser les coupures suivantes :

- le p_T local de chaque muon est supérieur à 10.0 GeV,
- la différence en ϕ entre les deux muons est supérieure à 2.5 radians ; comme dans la première méthode, la valeur de ϕ est donnée par le spectromètre à muons au niveau de la couche A,
- les deux muons sont isolés dans le calorimètre,
- les deux muons sont de type $|nseg| = 3$.

Le nombre d'événements dimuons avec 1 et 2 traces associées étant dénotées N_1 et N_2 respectivement, l'efficacité d'associer un muon local avec une trace centrale est donnée par

$$eff = \frac{2N_2}{N_1 + 2N_2} \tag{4.2}$$

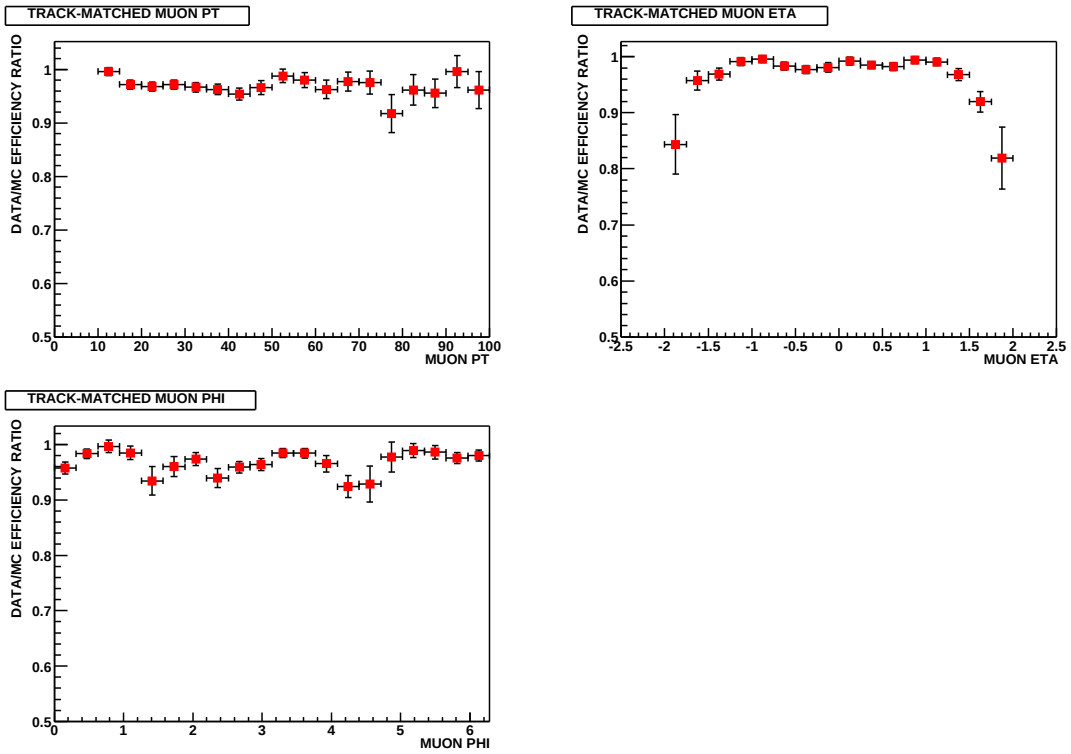

FIG. 4.2 – Rapport des efficacités d'association des muons avec une trace centrale dans les données réelles et Monte Carlo en fonction des paramètres p_T, η and ϕ locaux.

Les deux méthodes donnent des résultats compatibles. La figure 4.1 montre la dépendence de l'efficacité en fonction des quantités locales p_T, η et ϕ.

On constate une baisse significative de l'efficacité en ϕ dans la région $\phi \approx 4.5$ et une autre un peu moins nette à $\phi \approx 1.5$. La première est due à la présence d'un "trou" dans l'acceptance du spectromètre à muons où se trouve le support du calorimètre. La deuxième est causée par notre sélection qui demande que le muon de test soit opposé en ϕ au muon de contrôle.

L'efficacité d'association à une trace décroît rapidement à plus grand η. Ceci est la conséquence d'une acceptance plus limitée à l'avant et d'une zone d'interaction relativement large au TeVatron, la distribution du point de collision des faisceaux est quasiment une gaussienne de largeur 30 cm environ.

Visiblement il y a une nette différence de l'efficacité d'association à une trace centrale entre les données réelles et simulées. Les rapports des efficacités sont montrées dans la figure 4.2.

Il y a plusieurs raisons possibles pour expliquer cette différence : l'alignement interne entre diverses composantes du détecteur de traces central, son bruit électronique, la description du matériau dans le volume du détecteur de traces[3] et plus généralement le matériau inactif avant le calorimètre, le mélange gazeux des tubes à dérive au niveau du spectromètre de muons,..., ou une certaine combinaison de toutes ces sources. Nous verrons un peu plus tard que cette différence entrainera également une différence de résolution du p_T de muon dans les données réelles et simulées.

Pour le moment, en absence d'une complète compréhension de l'origine exacte de ce problème, une solution ad hoc sera appliquée pour le remédier. Un polynôme paire du 6ème degré

[3]Une étude a été menée sur ce problème et le résultat sera inséré dans le programme de simulation de DØ prochainement.

est utilisé pour décrire le rapport des efficacités en η

$$f(\eta) = \frac{\epsilon_{data}(\eta)}{\epsilon_{MC}(\eta)} \tag{4.3}$$

Un événement dimuon Monte Carlo sera alors pondéré par un poids égal à $f(\eta_1)f(\eta_2)$ où eta_1 et η_2 sont les pseudorapidités des deux muons.

En applicant cette procédure, nous avons implicitement supposé que le rapport des efficacités ne dépend pas de p_T et ϕ. Les fluctuations d'efficacité autour de la valeur moyenne donnent l'erreur systématique sur cette simplification, soit environ 2.2%. L'erreur systématique due à la paramétrisation en η est de l'ordre de 2.3%. L'erreur systématique totale de cette correction de l'association à une trace centrale est prise comme la somme quadratique de ces deux termes, soit 3.2%.

4.3.2 Efficacité d'isolation

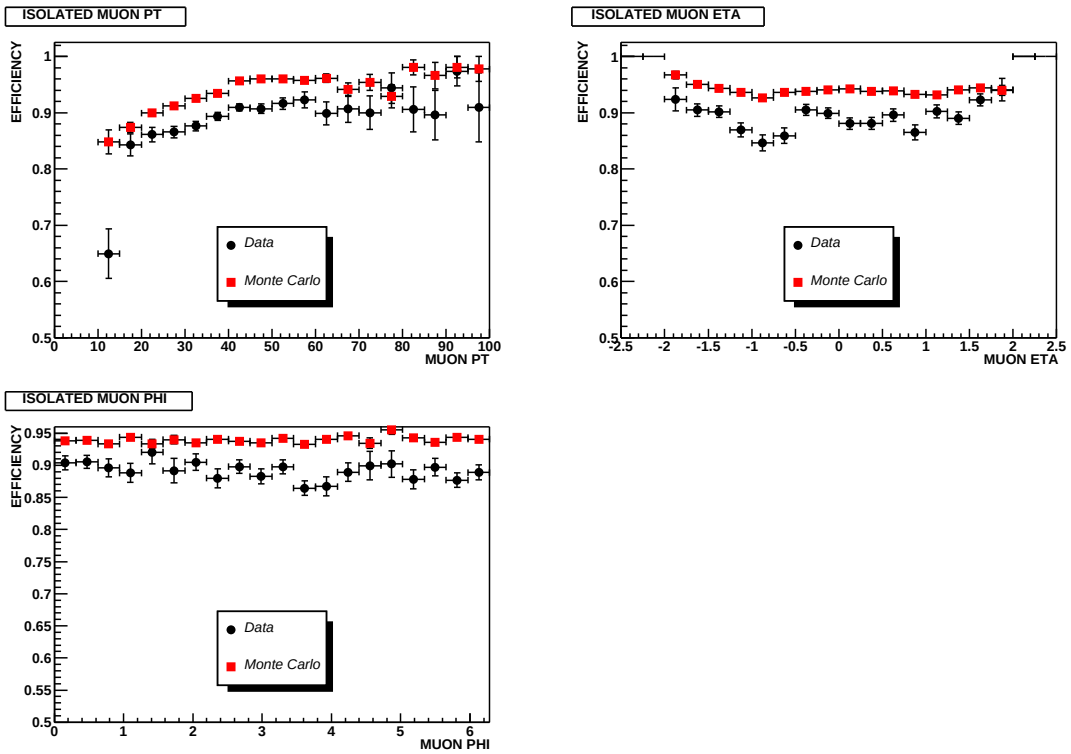

FIG. 4.3 – Efficacité d'isolation des muons dans les données réelles (croix noires) et Monte Carlo (croix rouges) en fonction des paramètres p_T, η and ϕ globaux.

Pour estimer l'efficacité de la coupure d'isolation sur les muons, la procédure suivante est appliquée à la fois sur des données réelles et Monte Carlo :

- chaque muon est associé à une trace centrale
- le p_T global de chaque muon, mesuré par le détecteur de traces central plus précis, est supérieur à 10.0 GeV
- la masse invariante de la paire de muons est supérieure à 60.0 GeV[4]

[4]Pour l'évaluation de l'efficacité d'association avec une trâce centrale au paragraphe précédent, qui était aussi basée essentiellement sur la sélection de muons venant du Z, nous n'avions pas appliqué de coupure sur

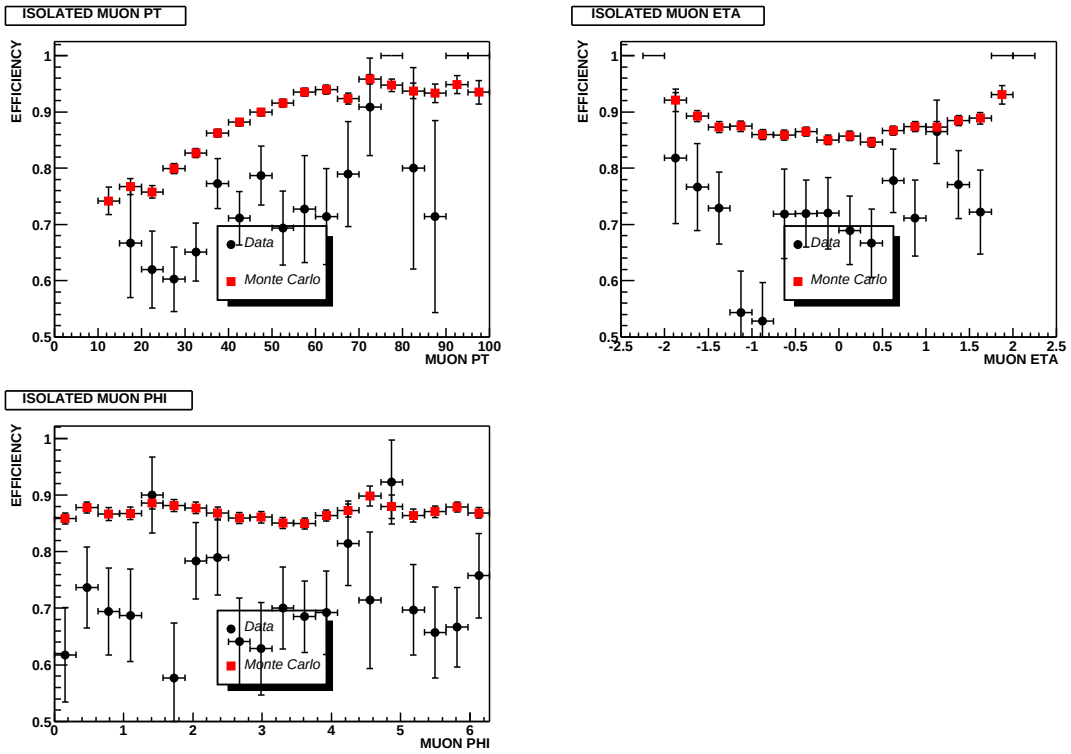

FIG. 4.4 – Efficacité d'isolation des muons dans les données réelles (croix noires) et Monte Carlo (croix rouges) avec au moins deux jets dans l'état final en fonction de paramètres p_T, η and ϕ globaux.

- le muon de contrôle doit être isolé

L'efficacité d'isolation est simplement la fraction de muons de test qui satisfont à la coupure d'isolation. Elle est mesurée en fonction de p_T, η et ϕ comme montrée dans la figure 4.3.

Nous pouvons remarquer que l'efficacité d'isolation augmente en fonction de p_T du muon entre 10.0 et 50.0 GeV et puis se stabilise. Notre interprétation de ce comportement est la suivante [55] : le boson Z est la plupart du temps produit pratiquement au repos dans le repère du détecteur et il se désintégre en deux muons de p_T voisins ; cependant s'il est produit en association avec un ou plusieurs jets, il subit une poussée dans le plan tranverse et l'équilibre entre le p_T des muons est rompu et le muon de plus bas p_T se retrouve au voisinage de l'un des jets diminuant ainsi sa probabilité d'isolation[5].

Si à grande valeur de $|\eta|$, les muons paraissent légèrement plus isolés, ceci est un artefact de la diminution de l'efficacité de reconstruction des traces à l'avant.

L'efficacité montrée ci-dessus a été calculée sans demande explicite quant à la présence de jet. Mais, l'isolation est une quantité qui dépend intrinsèquement de la toplologie de l'événement, en particulier de la multiplicité en jets. Ce point est d'importance spéciale pour notre analyse qui demande au moins deux jets dans l'état final. Nous avons ré-estimé l'efficacité respective en demandant explicitement au moins deux jets dans l'événement. Le résultat est montré dans la figure 4.4, encore une fois en fonction de p_T, η et ϕ. Comme attendu, l'efficacité d'isolation diminue quand la multiplicité en jets augmente. L'effet est encore accentué par le

la masse invariante de la paire de muons parce que la resolution en masse est mauvaise avec les parametres du muon local [54].

[5] Il a été vérifié qu'un veto sur la présence de jets reconstruits rend l'efficacité d'isolation uniforme en fonction de p_T.

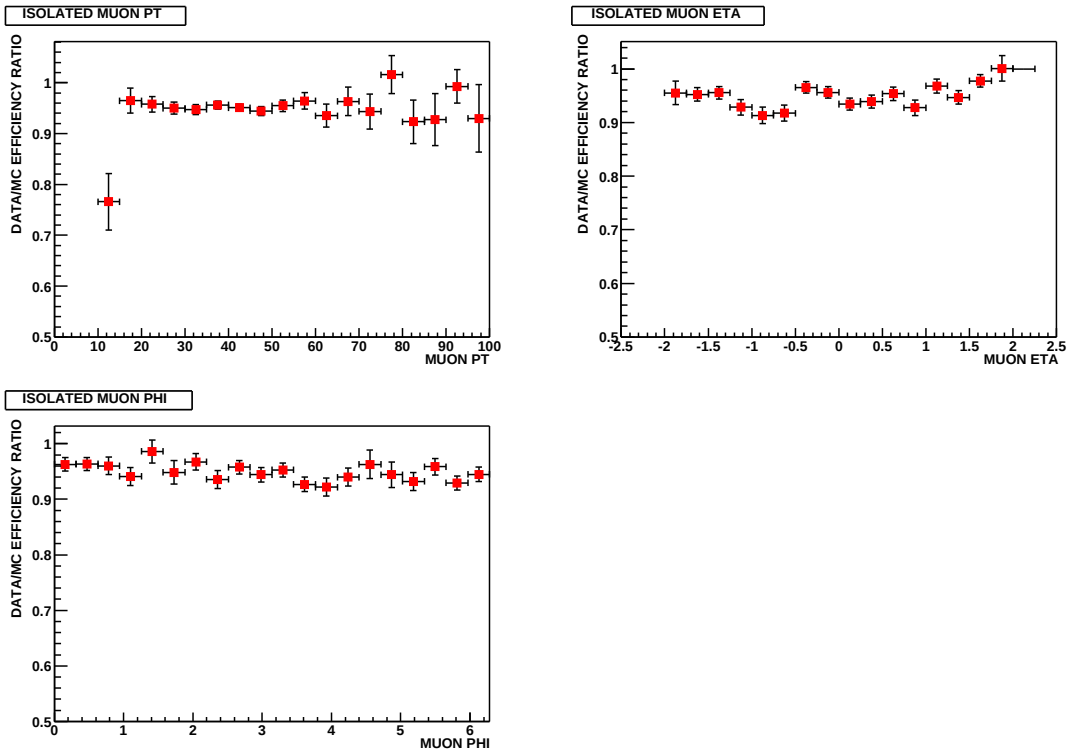

FIG. 4.5 – Rapport des efficacités d'isolation des muons dans les données réelles et Monte Carlo en fonction de p_T, η and ϕ globaux.

fait que demander un muon de controle isolé pousse le muon de test vers les jets.

Nous pouvons remarquer encore sur les figures 4.3 et 4.4 que les efficacités d'isolation sont meilleures pour les données simulées que pour les données réelles. Toutefois, la forme des distributions est très similaire. Les rapports des efficacités, montrés dans les deux figures 4.5 et 4.6, sont pratiquement indépendants de p_T, η et ϕ dans la limite de la faible statistique disponible.

Cette différence d'efficacité d'isolation entre les données réelles et simulées pointe encore vers une trop parfaite simulation. Nous rappelons qu'un muon est isolé si l'énergie calorimétrique dans le cône évidé du rayon 0.1 au rayon 0.4 autour du muon et la somme (scalaire) de p_T des traces dans le cône du rayon 0.5 au tour du muon sont inférieures à 2.5 GeV séparément. Une dépendence de l'efficacité d'isolation de muon a été observée [56] : plus la luminosité instantanée est grande, moins le muon est isolé. Ce comportement est expliqué par le fait qu'à grande luminosité, il y plus d'interactions multiples (qui sont généralement à bas p_T) par croisement des faisceaux. Par conséquent, il y a plus de traces à bas p_T dans le détecteur de traces et plus d'énergie déposée dans le calorimètre et le muon apparait alors moins isolé.

Pour remédier à cet effet, la définition de l'isolation du muon des données réelles devra être modifiée :

- dans le détecteur de traces : ne seront prises en compte dans le cône d'isolation du muon de rayon $\Delta R = 0.5$ que les traces provenant de la même région d'interaction à une distance Δz inférieure à 2 cm. Ce changement éliminera la contribution des traces provenant d'autres vertex d'interaction.
- dans le calorimètre : l'énergie dans le cône évidé doit être inférieure à $2.4 + 0.57 \times L$ GeV où L est la luminosité instantanée mesurée en unité de 10^{31} cm^{-2}s^{-1}.

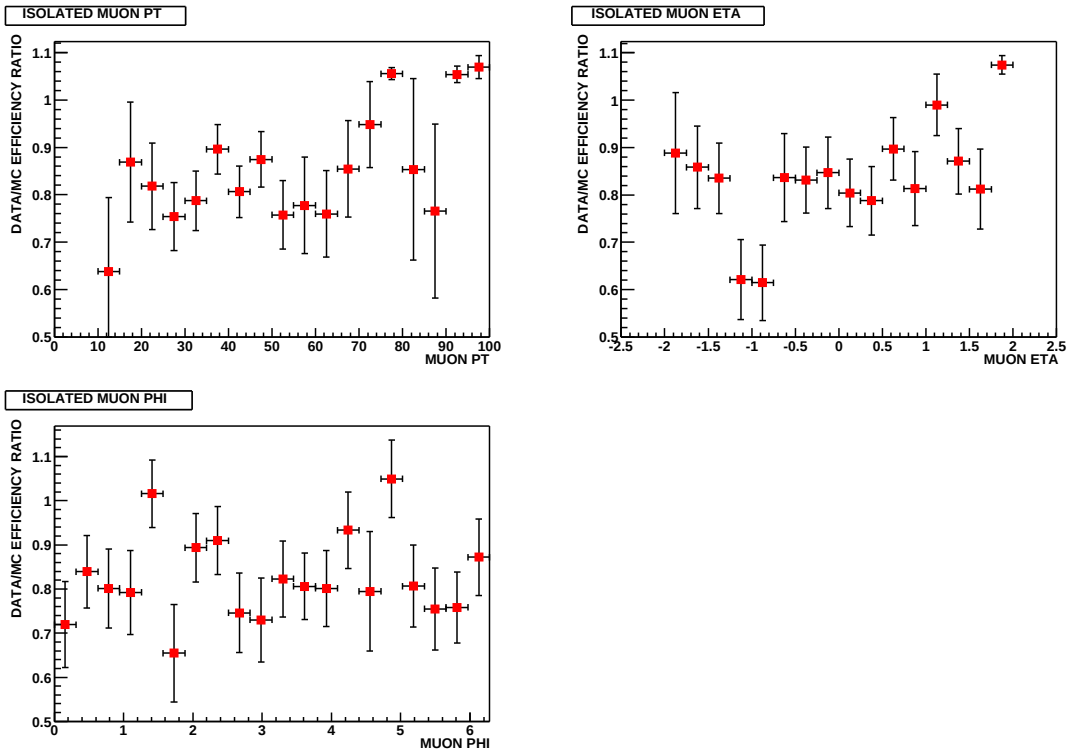

FIG. 4.6 – Rapport des efficacités d'isolation des muons dans les données réelles et Monte Carlo avec au moins deux jets dans l'état final en fonction de p_T, η and ϕ globaux.

Les muons simulés, comme ils sont générés à une valeur constante de luminosité, il suffirait simplement de mettre un facteur constant dans le calcul de l'énergie calorimétrique afin d'avoir un accord avec les données réelles.

Ces changements s'effectueront dans la prochaine version du programme de reconstruction de DØ. Pour le moment, comme dans le cas de l'efficacité d'association de trace, une solution ad hoc est proposée. Chaque événement Monte Carlo sera pondéré par un poids qui dépend bien évidemment de la multiplicité en jets de l'événement. Pour notre analyse, nous demanderons qu'au moins un des deux muons soit isolé. Les probabilités pour qu'un événement à deux muons ait un muon isolé étant données par $\epsilon_{data}(2-\epsilon_{data})$ pour les données réelles et $\epsilon_{MC}(2-\epsilon_{MC})$ pour les données simulées, chaque événement Monte Carlo sera affecté d'un poids égal au rapport des probabilités qui vaut 0.82 avec une erreur systématique égale à 0.02, soit 2.4% en valeur relative.

4.3.3 Muons issus de quarks lourds

Les muons issus de la désintégration semi-leptonique d'un quark lourd se retrouve au voisinage de hadrons de désintégration des hadrons beaux ou charmes produits et par conséquent ne devrait pas en grande partie satisfaire les critères d'isolation. Comme la production de paires de quarks lourds comme $b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$ est importante dans une machine hadronique comme le TeVatron, il est important d'estimer pour ces muons l'efficacité d'isolation. Ceci nous permettra ensuite d'estimer la contribution de cette source de bruit de fond pour le signal que nous étudions.

Notre méthode se base sur les données réelles et consiste à appliquer les coupures suivantes :

- le p_T de chaque muon est supérieur à 4.0 GeV
- chaque muon doit être associé à une trace centrale et cette trace doit contenir au moins

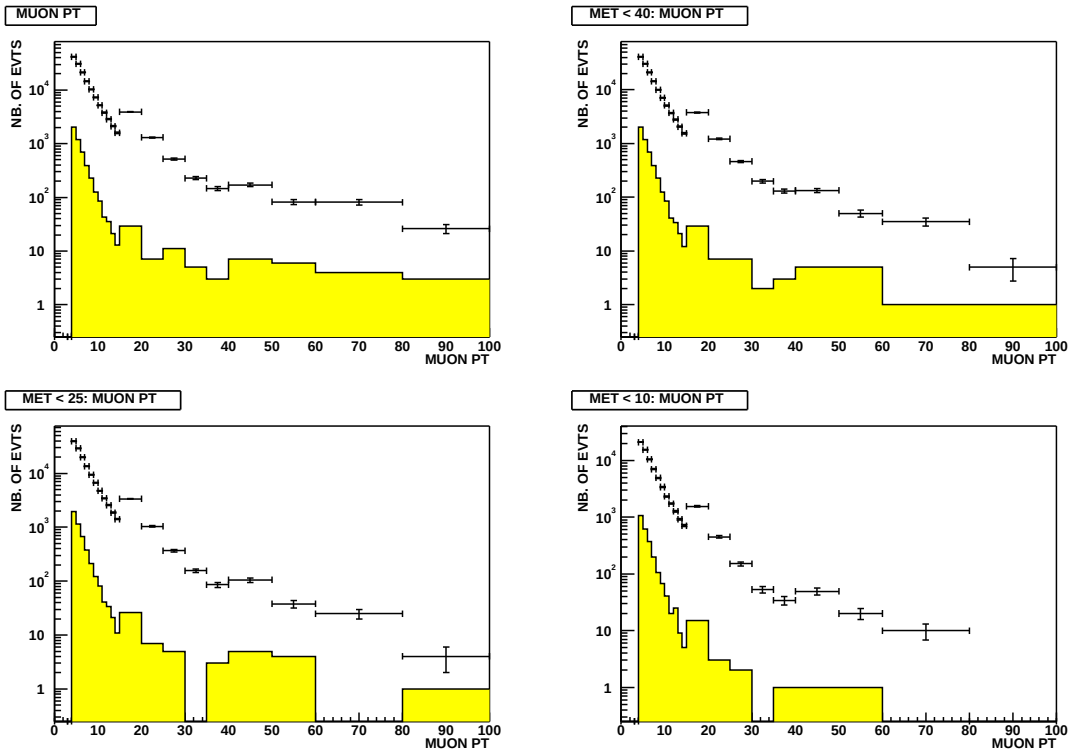

FIG. 4.7 – Distribution en p_T du muon de test avant (croix noires) et après (histogrammes jaunes remplis) l'application de la condtion d'isolation. Diverses coupures de MET ont été appliquées : pas de coupure (histogramme en haut à gauche), $MET < 40$ GeV (en haut à droite), $MET < 25$ GeV (en bas à gauche) et $MET < 10$ GeV (en bas à droite). La largeur des bins est agrandie à grande valeur de p_T pour pallier aux fluctuations statistiques.

3 hits SMT et 8 hits CFT

- le muon de contrôle n'est pas isolé dans le sens qu'il satisfait une des conditions suivantes :
  - soit la somme scalaire de p_T des traces autours du muon est plus grande que 2.5 GeV et l'énergie halo du calorimètre est plus grande que 5.0 GeV
  - soit, en renversant les seuils, la somme scalaire de p_T des traces autours du muon est plus grande que 5.0 GeV et l'énergie halo du calorimètre est plus grande que 2.5 GeV
- les deux muons sont de même charge.

On s'attend à ce que les muons d'origine QCD dominent à bas p_T. Ceci est la raison pour laquelle nous plaçons un seuil relativement bas sur l'impulsion transverse des muons, mais compatible avec les efficacités de déclenchement.

La non isolation du muon de contrôle augmente la chance d'étiqueter un quark lourd même en absence de jet reconstruit[6] et par conséquent dans l'autre hémisphère il devrait y avoir l'autre quark lourd produit accompagné. Autrement dit, la satisfaction de cette condition augmente la probabilité que le second muon provienne de ce quark lourd.

Le critère sur la charge des muons est rendu possible par la qualité exigée pour la trace associée au muon et par la coupure en impulsion transverse basse. Il permet d'éliminer les événements Drell-Yann de basse masse.

Avec ces coupures de sélection, le lot de deux muons est composé principalement de ceux qui proviennent de quarks lourds. Afin d'éliminer davantage l'éventuelle contribution de W plus

[6] Les jets dans DØ ne sont reconstruits que si leur p_T est plus grand que 8 GeV.

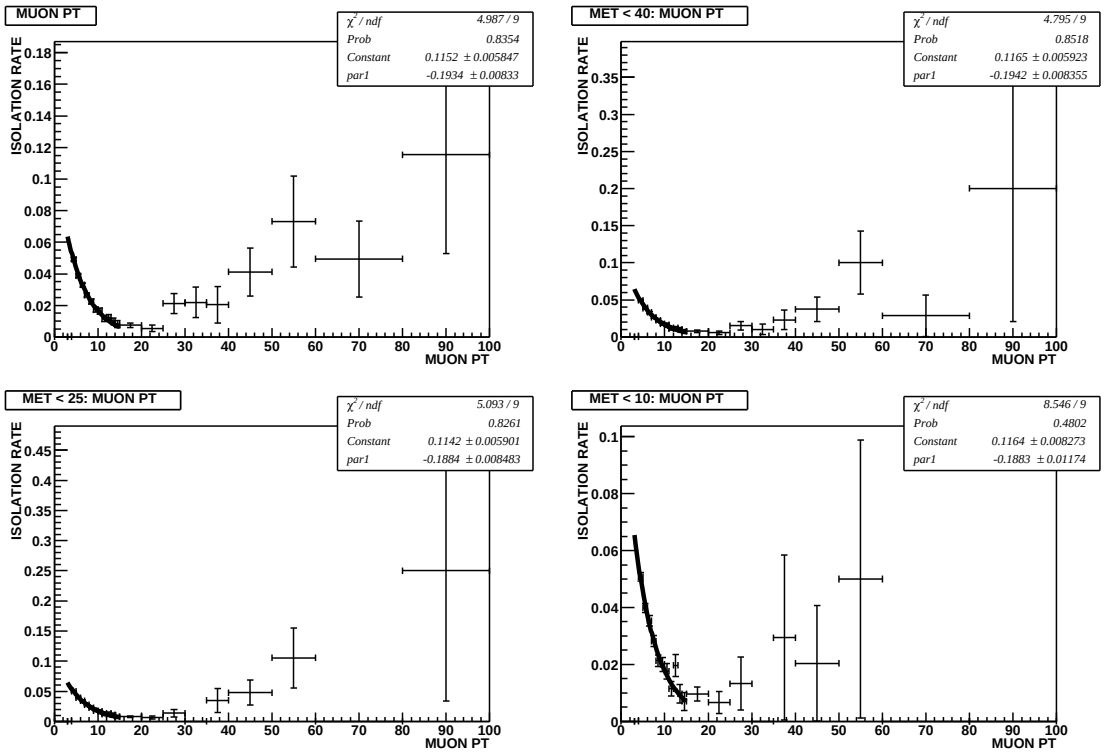

FIG. 4.8 – L'efficacité d'isolation des muons de test dans les événements d'origine QCD en fonction de p_T pour diverses coupures en MET : pas de coupure (histogramme en haut à gauche), $MET < 40$ GeV (en haut à droite), $MET < 25$ GeV (en bas à gauche) et $MET < 10$ GeV (en bas à droite).

quark lourd, diverses coupures sur la MET sont appliquées. La figure 4.7 montre la distribution en p_T avant et après que la coupure d'isolation soit appliquée sur le muon de test.

L'efficacité d'isolation pour ces muons issus de quarks lourds est définie comme la fraction des muons de test qui passent la coupure d'isolation. Elle est montrée dans la figure 4.8 en fonction de p_T du muon pour différentes coupures en MET. Sur toutes les distributions, cette efficacité décroît exponentiellement dans la région de bas p_T (4 à 15 GeV), reste uniforme et enfin augmente avec p_T. Cette remontée est attribuée à la faible contribution des événements W produits en association avec des quarks lourds, le W se désintègrant en un muon isolé, qui n'ont pas été complètement éliminés par les coupures précédentes. On peut réduire cette contribution en appliquant une coupure supérieure sur la MET.

L'efficacité d'isolation des muons dans les événements QCD est définie par conséquent pour la coupure $MET < 10$ GeV. Elle est paramétrisée par une fonction exponentielle de p_T entre 4.0 et 15 GeV et une constante pour les valeurs de p_T au-delà du 15 GeV :

$$\begin{aligned} 4.0 < p_T < 15.0 \quad & f = 0.114 \exp(-0.187 \times p_T) \\ p_T > 15.0 \quad & f = 0.114 \exp(-0.187 \times 15.0) \end{aligned}$$

Ce taux est relativement bas. Afin de nous donner une idée sur l'importance de la contribution QCD dans nos événements, nous allons appliquer la méthode dite de la matrice en s'appuyant sur le critère d'isolation des muons dont les efficacités sont très différentes pour les deux populations QCD et Drell-Yann. Le lot sans aucune demande sur l'isolation de muons

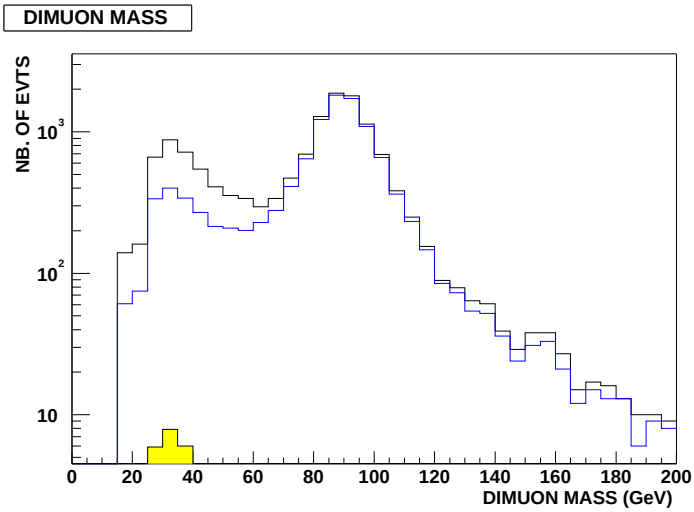

FIG. 4.9 – La masse invariante dimuon. Histogramme noire : sans coupure d'isolation. Histogramme bleu : au moins un muon est isolé. Histogramme rempli de couleur jaune : la contribution QCD dans le lot d'événements avec un muon isolé.

s'écrit comme :

$$N_{tot} = QCD + Z/DY \tag{4.4}$$

qui après l'application du critère d'isolation sur l'un des muons devient

$$N_{iso} = fQCD + \epsilon Z/DY \tag{4.5}$$

où f et ϵ sont respectivement les efficacités d'isolation des lots QCD et Drell-Yann. La résolution de ce système de deux équations linéaires à deux inconnues donne la contribution de quarks lourds, notée $fQCD$, qu'illustre la figure 4.9 pour la masse invariante des deux muons. La contribution $fQCD$ n'est importante que dans la partie à basse masse invariante comme attendue car il est difficile pour les quarks lourds de donner un muon qui soit suffisamment énergique et qui en même temps apparaisse isolé.

4.3.4 Smearing du p_T de muon simulé

Il a été observé que la distribution de la masse invariante des paires de muons est plus étroite dans les données Monte Carlo que dans les données réelles. Autrement dit, la résolution de p_T de muons réelles est moins bonne que celle de muons simulés. La source de cette différence n'est pas encore connue et elle est en cours d'être adressée. Cependant, il devrait y avoir une forte corrélation entre deux problèmes : l'inefficacité importante de l'association avec une trace centrale et la résolution du p_T de muon. Afin de rendre la description des événements simulés plus réaliste, le p_T de chaque muon Monte Carlo est modifié par la fonction suivante :

$$\frac{1}{p_T^{smeared}} = \frac{C}{p_T^{original}} + w * gaussian(0,1) \tag{4.6}$$

Les paramètres C et w sont déterminés en comparant la forme de la masse invariante des événements Monte Carlo après convolution avec celle des données réelles avec l'aide du test de Kolmogorov. L'intervalle de la masse invariante est restreint à la région $[60 - 120]$ GeV afin de sélectionner exclusivement les candidats Z.

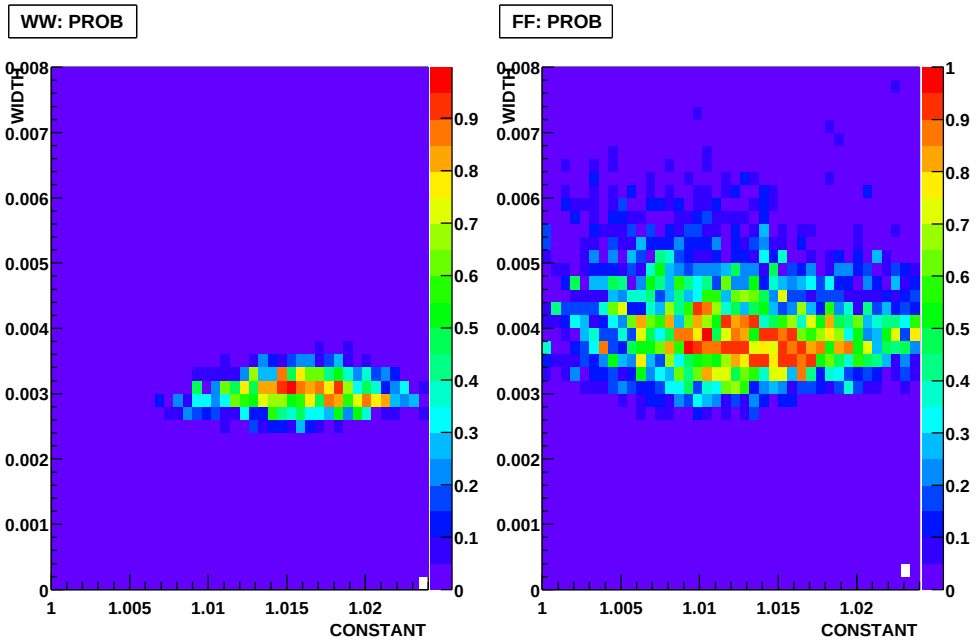

FIG. 4.10 – La probabilité de test de Kolmogorov pour différentes valeurs de C et de w pour les paires de muons centraux (à gauche) et avants (à droite). L'axe horizontal est la valeur de C et celui vertical indique la valeur de w.

Le résultat dépend bien évidemment des coupures de qualité appliquées aux muons, en particulier sur la qualité de la trace centrale associée. Les muons sont donc sélectionnés selon les critères propres à notre analyse, à savoir deux muons associés à une trace centrale standard et dont l'un au moins est isolé. Le p_T de chacun des muons est supérieur à 10 GeV.

On distingue les muons centraux et avants suivant la valeur de la pseudo-rapidité qui est mesurée par le spectromètre à muons. Les deux lots de paires de muons, central-central et avant-avant, sont considérés séparemment.

Le résultat, la probabilité du test de Kolmogorov, est donné dans la figure 4.10. Les paramètres C et w qui donnent le meilleur accord Monte Carlo et données réelles (c'est à dire qui maximise la probabilité de test) sont :

$$\begin{array}{lll} Central & C = 1.015 & w = 0.003 \\ Forward & C = 1.015 & w = 0.0036 \end{array}$$

La consistence de la procédure est vérifiée sur le lot des paires de muons central-avant en utilisant les valeurs obtenues ci-dessus. La figure 4.11 montre les trois combinaisons : central-central (WW), avant-avant (FF) et central-avant (WF). Les résultats sont consistents.

4.4 Jets et l'énergie transverse manquante MET

4.4.1 Jets

Les jets utilisés dans l'analyse sont reconstruits avec l'algorithme de cône de rayon 0.5. On ne considèrera que les jets qualifié de bon jet, d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV et

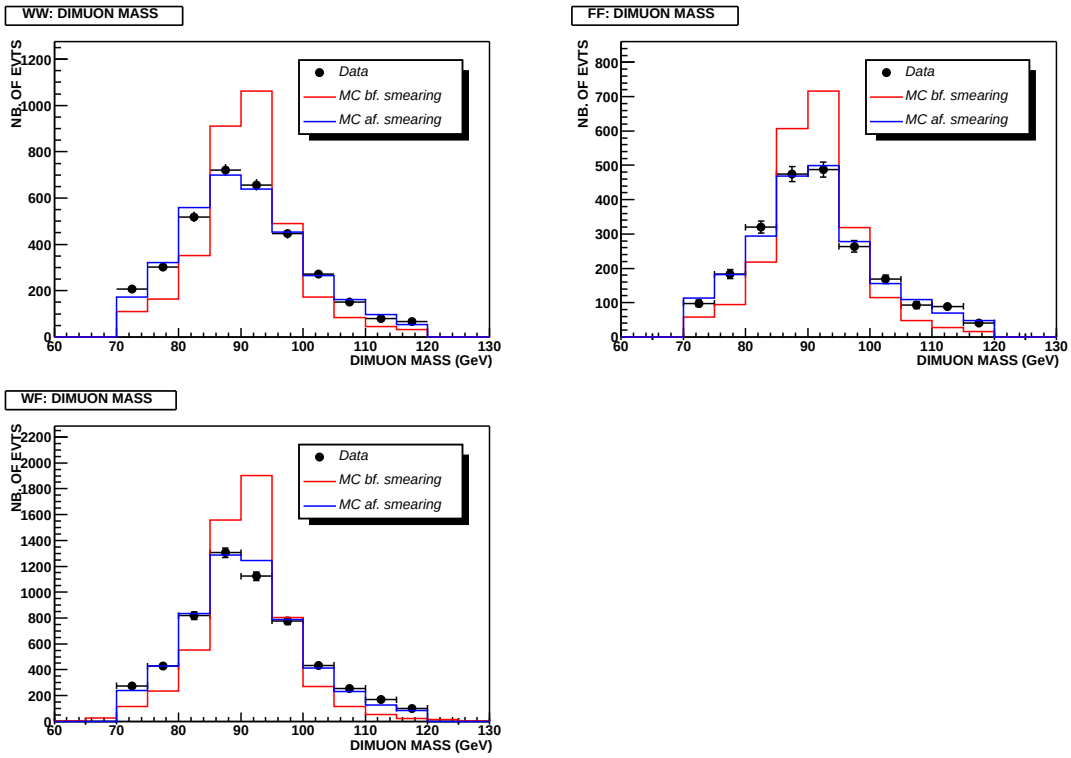

FIG. 4.11 – La masse invariante des paires de muons pour les trois cas : deux muons centraux (WW), deux muons à l'avant (FF) et un muon central et l'autre à l'avant (WF). Les données réelles sont représentées par des croix. Les données Monte Carlo avant le smearing est la ligne rouge et celles avec le meilleur smearing est la ligne bleue.

de pseudorapidité η_{det} inférieure à 2.5. L'énergie de ces jets est corrigée selon la prescription définie par le groupe Jet Energy Scale de DØ [57].

Les figures 4.12 et 4.13 montrent les variations du facteur correctif et de son incertitude en fonction de l'énergie du jet et de sa pseudo-rapidité respectivement pour les données réelles et simulées.

Les courbes pour les données réelles et le Monte Carlo sont très similaires. A grande énergie, l'énergie des jets est mieux mesurée par le calorimètre. En plus, pour ces jets très énergiques, la gerbe est plus collimée ce qui implique que l'énergie hors du cône du jet est moins importante. Par conséquent, le facteur correctif baisse à grande énergie (voir le plot en haut à gauche dans les deux figures). En regardant sa dépendance en η_{det}, nous constatons une augmentation significative dans la région $\eta_{det} = 0.6 - 1.6$. Ceci est dû aux faits que le calorimètre n'est pas complètement instrumenté dans cette zone[7] et que le cône de jet utilisé pour analyse, $R = 0.5$, est relativement grande.

Considérons maintenant l'erreur associée au facteur de correction d'énergie. L'erreur se dégrade très rapidement à très basse énergie (en dessous de 20 GeV), due à la réponse moins bonne du calorimètre et au seuil à 8 GeV appliqué à la reconstruction des jets sur la mesure de leur p_T. La croissance à très grande énergie vient de l'augmentation de l'erreur systématique qui a été attachée à la méthode quand l'absence de données réelles $\gamma + jet$ à grand p_T oblige à utiliser des données simulées. La croissance de l'erreur du facteur de correction en fonction de η découle simplement du fait qu'a p_T égal, les jets à grand η ont une énergie plus importante

[7] La couverture est partiellement assurée par la présence du détecteur ICD situé de $\eta = 1.1$ à $\eta = 1.6$.

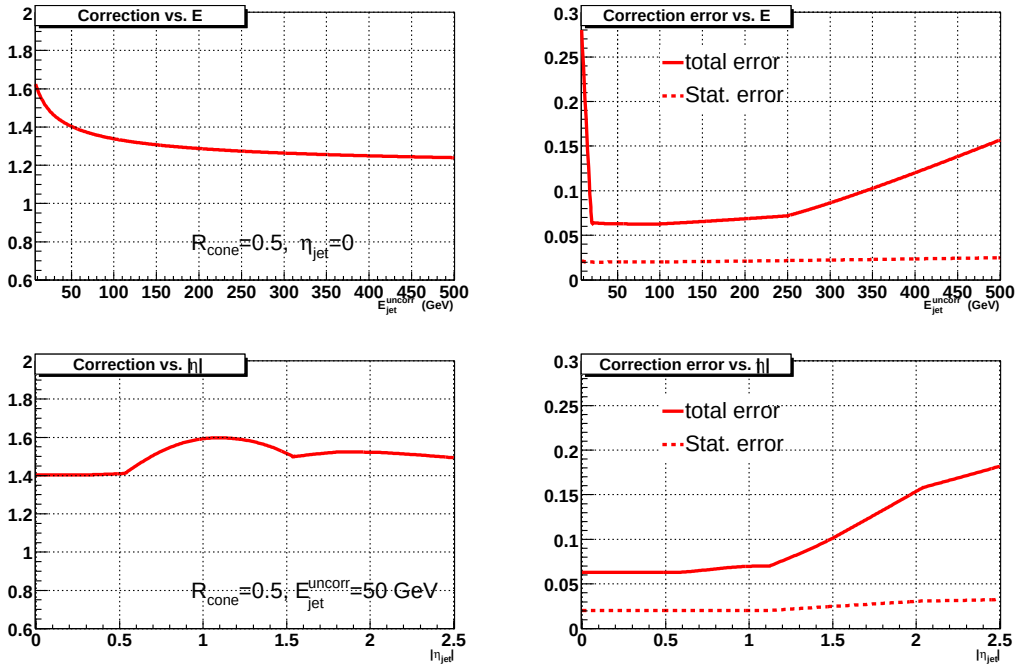

FIG. 4.12 – Correction d'énergie pour les jets dans les données réelles : le facteur de correction est donné en fonction de l'énergie du jet (en haut à gauche) et de sa pseudorapidite η_{det} (en bas à gauche), l'erreur sur ce facteur est indiqueée dans les figures de droite

et donc l'erreur associée l'est également.

η	C_{mc}	C_{data}	S_{mc}	S_{data}	N_{mc}	N_{data}
0.0-0.5	0.0436	0.0893	0.658	0.753	4.26	5.05
0.5-1.0	0.0578	0.087	0.621	1.2	4.61	0.0
1.0-1.5	0.0729	0.135	0.816	0.924	3.08	2.24
> 1.5	0.0735	0.0974	0.0	0.0	4.83	6.42

TAB. 4.4 – Les termes C, S et N dans les données Monte Carlo et réelles pour différentes régions de η.

Il a été observé dans DØ que les jets Monte Carlo ont une meilleure résolution en l'énergie que ceux dans les données réelles. La résolution en p_T du jet est paramétrisée par la formule suivante :

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \sqrt{\frac{N^2}{p_T^2} + \frac{S^2}{p_T} + C^2} \tag{4.7}$$

où N est le terme du au bruit de l'électronique et de l'uranium, S représente les fluctuations statistiques de la gerbe dues à l'échantillonage et C tient compte de la non-uniformité du détecteur (mécanique et électronique),... Leurs valeurs pour différentes régions en η du détecteur et pour les données Monte Carlo et données réelles sont montrées dans le tableau 4.4.

Les causes de cette différence ne sont pas encore connues pour le moment. Comme dans

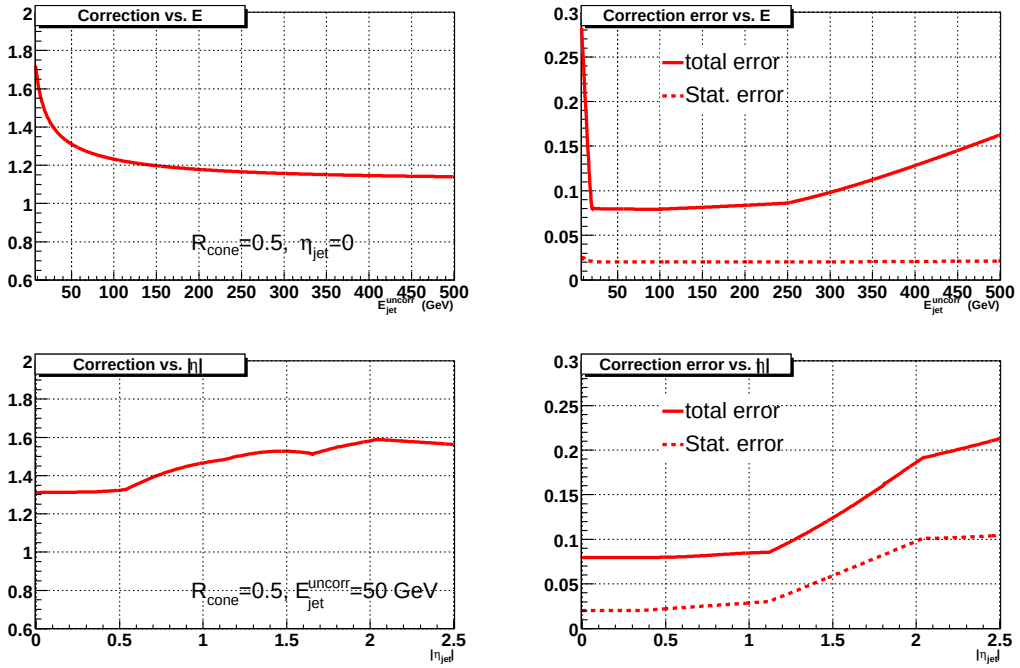

FIG. 4.13 – Correction d'énergie pour les jets dans les données simulées : le facteur de correction est donné en fonction de l'énergie du jet (en haut à gauche) et de sa pseudorapidite η_{det} (en bas à gauche), l'erreur sur ce facteur est indiqueée dans les figures de droite

le cas des muons, il est probable que le matériau (le détecteur de traces, le solénoïde, les cables,...) devant le calorimètre ne soit pas encore proprement simulé. La différence peut être causée par la calibration du calorimètre qui n'est pas encore parfaitement bien maitrisée comme souhaitée. On n'a probablement pas bien compris les implications de la nouvelle électronique du calorimètre sur le signal. Comme le temps entre deux croisements successifs du faisceau a été réduit, le signal n'est intégré que sur une fraction de sa durée qui implique une fluctuation plus importante. Il y a des inhomogénités intrinsèques du calorimètre qui ne peuvent être mesurées par la calibration comme la collection de la charge dans les cracks pendant une courte période,... Le problème de temps de lecture peut être également une cause potentielle. Comme le temps d'intégration du signal est plus court, le bon moment de lecture n'est probablement pas encore très précisément contrôlé.

Encore une fois, nous devons recourir à une solution provisoire pour résoudre les différences entre jets simulés et réels. Les jets simulés subissent par conséquent un smearing pour dégrader leur résolution afin de mieux reproduire les données réelles.

Comme dans le cas des muons, il y a a priori une différence d'efficacité de sélection des jets entre les données réelles et Monte Carlo, notamment parce que dans ces dernières, les jets ne doivent pas passer la confirmation du niveau $L1$ comme les jets des données réelles. Cependant la différence tend à diminuer lorsque le p_T des jets augmente. Au delà d'une énergie transverse de $60 - 70$ GeV, les deux efficacités sont essentiellement identiques [58].

Pour le signal de physique dont les jets sont très énergiques, cette différence peut être ignorée. Pour le bruit de fond qui est dominé par les jets à bas ou modeste p_T, la différence d'efficacité sera absorbée dans la constante pour normaliser les données simulées au nombre de données réelles (voir la partie d'analyse plus loin). En plus, une des coupures finale de l'analyse,

$HT > 165$ GeV, assurera que les jets qui restent sont suffisamment énergiques pour que toute différence d'efficacité éventuelle soit négligeable.

4.4.2 L'énergie transverse manquante MET

En plus des corrections standards décrites dans le chapitre 3, l'énergie transverse manquante dans les données Monte Carlo est encore corrigée vectoriellement pour les corrections apportées aux impulsions des muons et des jets.

L'erreur sur l'impulsion des muons augmente avec l'impulsion, si bien que des événements sans MET intrinsèque pourrait avoir une énergie transverse manquante mesurée corrélée avec un muon très énergique. Cette croissance est d'autant plus importante que pour des raisons d'efficacité nous n'avons pas choisi d'améliorer la précision de mesure sur la trace centrale par des critères de qualité plus stricts. Nous utiliserons cette corrélation pour réduire le nombre de ces événements.

4.5 Compréhension du bruit de fond

Dans cette section, nous nous attacherons à démontrer au moyen de comparaisons des données réelles avec les prédictions du Modèle Standard que nous maitrisons la composition du bruit de fond.

La procédure de cette partie se déroule en plusieurs étapes. Tout d'abord nous comparerons les événements dimuons avec les données Monte Carlo dimuon générés par `PYTHIA`. Cette étape nous permettra de comparer les propriétés cinématiques du muon dans les données rélles et simulées.

Les jets qui accompagnent les bosons W et Z/γ^* ne sont pas proprement simulés dans `PYTHIA`. Comme mentionné précédemment, le générateur `ALPGEN` est plus précis dans ses prédictions des processus multipartoniques. Il sera donc utilisé dans tout le reste de notre analyse. Pour cela, nous comparerons les événements ayant au moins un jet dans l'état final générés par `ALPGEN`. Apart de revérifier les propriétés des muons générés par `ALPGEN`, grâce à une statistique relativement importante, ces comparaisons nous permettent également de vérifier si le spectre en impulsion des jets est correctement décrit par ce générateur.

Finalement nous sélectionnerons les événements à deux muons et à deux jets. Cette étape nous permet de vérifier la contribution de toutes les sources de bruit de fond importantes.

Les coupures utilisées dans cette partie seront généralement minimales. Les coupures optimales pour la meilleure séparation de signal du bruit de fond seront détaillées dans la section suivante.

4.5.1 Sélection des événements dimuons

La sélection préliminaire des événements est effectuée par les coupures suivantes :
- il existe deux muons de qualité `Loose`
- chaque muon est associé à une trace centrale de qualité standard
- le p_T de chaque muon est supérieur à 12.0 GeV
- au moins un des muons est isolé
- la masse invariante de la paire de muons est supérieure à 15 GeV

Les deux premières coupures sont générales et elles fournissent une bonne résolution de masse invariante de la paire de muons. La troisième coupure sur le p_T du muon est nécessitée par la consistence avec les lots simulés par `ALPGEN` que nous utiliserons plus tard qui contiennent une coupure de 12 GeV minimum sur les muons. La quatrième coupure aide à réduire la contribution QCD sans perdre trop de statistique d'une manière significative. La coupure minimale sur la

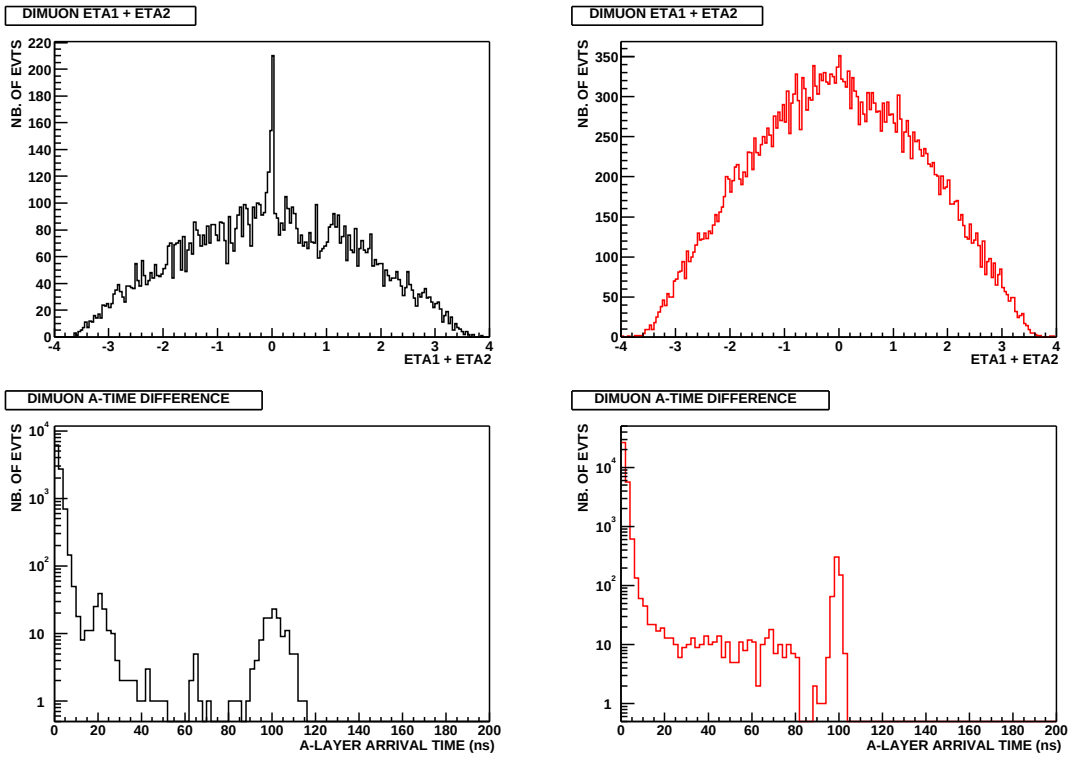

FIG. 4.14 – La somme scalaire $\eta_1 + \eta_2$ de deux muons dans les données réelles (en haut, à gauche) et dans Monte Carlo (en haut, à droite) ; la différence du temps d'arrivée de deux muons dans les données réelles (en bas, à gauche) et dans Monte Carlo (en bas, à droite). Le pic autour de 100 dans les deux plots en bas est du au fait qu'on ne peut mesurer le temps d'arrivée d'une fraction de muons et pour ces muons une valeur par défaut de 100 ns est mise.

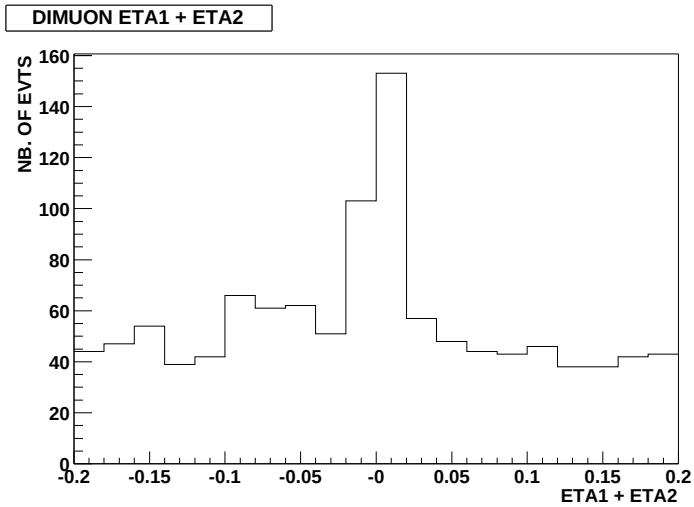

FIG. 4.15 – Zoom sur le pic de $\eta_1 + \eta_2$ de deux muons dans les données réelles.

masse invariante des muons est simplement parce que nous n'avons pas un lot d'événements Monte Carlo de masse invariante plus petite que 15 GeV. Elle permet aussi d'éviter la région de production du Υ.

Après toutes ces coupures, il reste à éliminer la petite fraction de muons d'origine cosmique dans les données réelles. On dispose pour cela de deux variables : la somme scalaire des pseudo-rapidités des deux muons et la différence des temps d'arrivée dans les scintillateurs du spectromètre à muons.

La distribution de $\eta_1 + \eta_2$ (la figure 4.14 et plus en détail la figure 4.15) montre clairement une accumulation d'événements autour de 0.0 dans les données réelles. Si l'on fait abstraction de ce pic, le reste de la distribution est similaire à celle pour les données simulées. La seule explication possible de la présence du pic est l'observation d'un muon cosmique qui traverse tout le détecteur DØ et que le programme de reconstruction prend la trajectoire comme deux muons différents issus d'un même vertex.

Les scintillateurs du spectromètre à muons sont réglés de telle sorte que deux muons issus d'un même vertex donneront des signaux presque synchronisés. Ce n'est pas le cas d'un muon cosmique où la différence de temps d'arrivée des signaux sera de quelques dizaines de nanosecondes. Il peut cependant arriver qu'un muon soit hors de l'acceptance des scintillateurs, le programme de reconstruction lui attribue un temps arbitraire de 100 ns, ce qui explique les accumulations d'événements au voisinage de cette valeur aussi bien dans les données réelles que simulées.

Nous appliquerons les coupures suivantes pour rejeter les muons d'origine cosmique :

- $|\eta_1 + \eta_2| > 0.02$,
- la différence en temps d'arrivée entre deux muons inférieure à 30 ns.

4.5.2 Comparaison des données réelles avec les événements dimuons simulés par PYTHIA

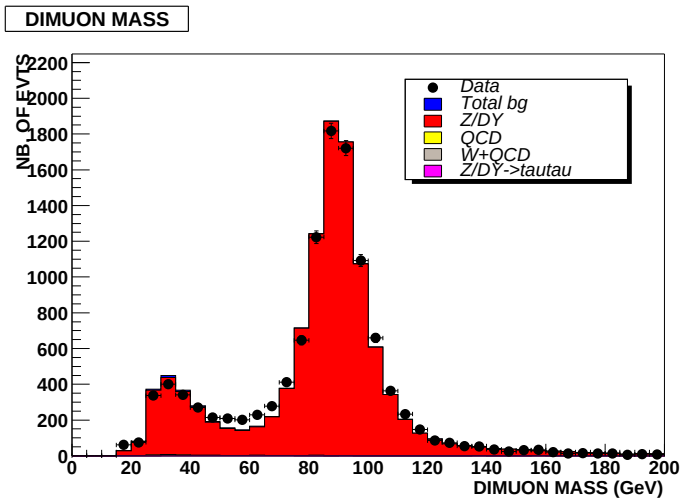

FIG. 4.16 – La masse invariante de la paire de muons de données réelles (points avec erreurs) et les composantes de bruit de fond (histogrammes colorés).

Après l'application de ces coupures préliminaires, le lot d'événements restant est essentiellement composé d'événements Z/DY et en partie de bruit de fond QCD. Comme les événements Z/DY Monte Carlo sont générés dans trois intervalles de masse, les trois lots sont normalisés au même nombre d'événements comme dans les données réelles séparément dans chaque intervalle de masse après avoir soustrait proprement la contribution QCD et $W + b/c$. Nous rappelons que dans cette section ainsi que dans toute le reste de l'analyse la contribution QCD

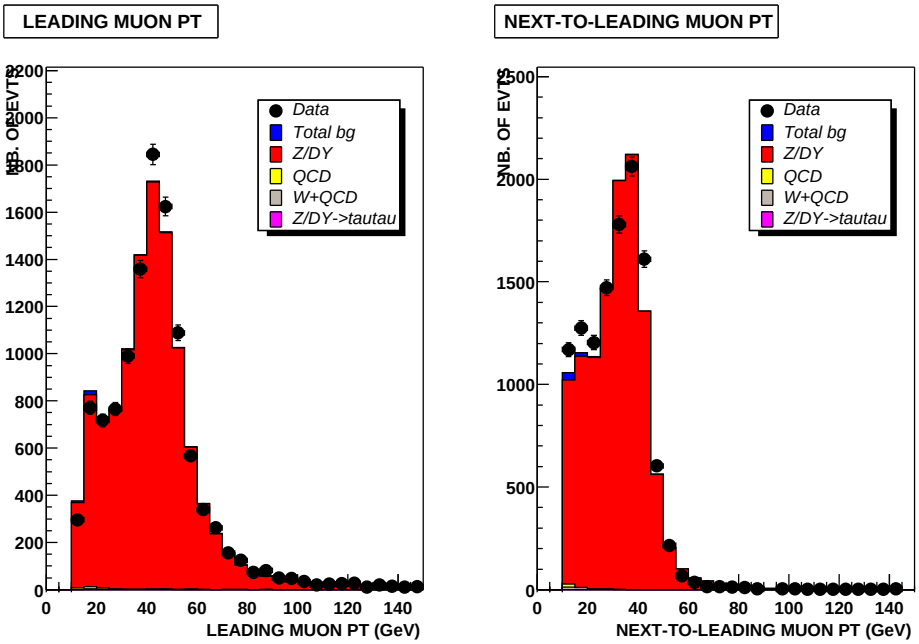

FIG. 4.17 – Distribution de l'impulsion transverse du muon le plus énergique (à gauche) et du second muon (à droite).

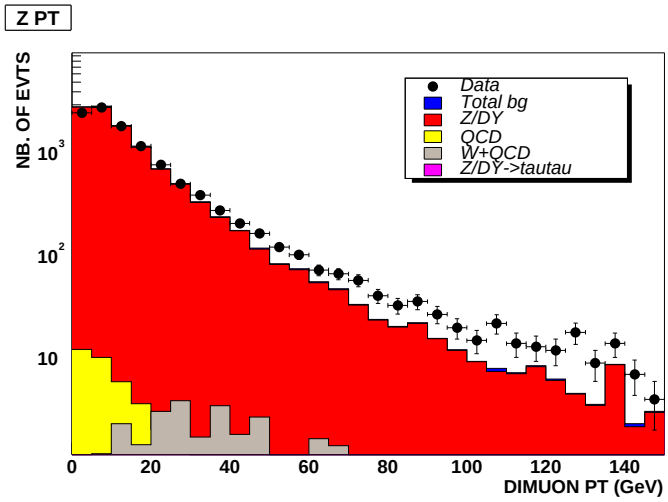

FIG. 4.18 – Distribution de l'impulsion transverse de la paire de muons.

est toujours estimée directement à partir des données réelles selon la méthode de la matrice mentionnée dans la section 4.3.3.

La figure 4.16 montre la distribution de masse invariante des deux muons. La figure 4.17 montre les distributions des impulsions transverses p_T de ces deux muons. L'accord entre les données réelles et Monte Carlo est raisonnable. La contribution du boson de Z est dominante par rapport à celle des autres. On peut à présent remarquer que cette distribution de masse invariante est très différente de celle obtenue pour le signal recherché(voir la figure 2.8). Cette variable va jouer un rôle important pour rejeter d'une manière efficace les bruits de fond.

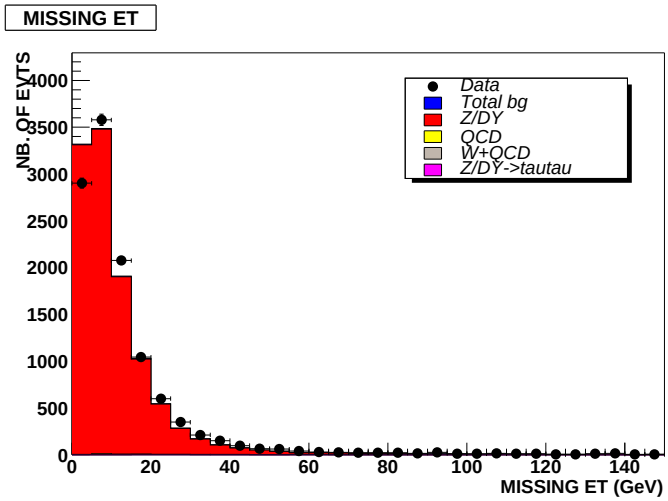

FIG. 4.19 – Distribution de l'énergie transverse manquante MET dans les événements dimuon inclusifs.

La figure 4.18 montre en échelle logarithmique la distribution du p_T du système dimuon. Il y a un léger désaccord entre les données réelles et Monte Carlo à grande valeur de p_T. Ceci est généralement expliqué par le fait que les jets générés par `PYTHIA` sont légèrement moins énergiques que ceux de données réelles. Il s'en suit que le boost de Lorentz est plus faible sur la paire de muons dans les données Monte Carlo.

La figure 4.19 montre la distribution de l'énergie transverse manquante MET. Bien que les événements Z/DY n'aient pas de MET intrinsèque dans l'état final, les fluctuations de mesure de l'énergie transverse des muons et de l'énergie du calorimètre peuvent créer une MET apparente. On attend une contribution réelle à MET venant des événements QCD à cause des désintégrations semi-leptoniques, l'accord des distributions pour les donnees réelles et simulées montre que la contribution QCD reste faible dans le lot d'événements sélectionnés.

4.5.3 Comparaison avec `ALPGEN` pour les événements à un jet

Nous allons maintenant comparer les événements avec au moins un jet dans l'état final dans les données réelles et le Monte Carlo `ALPGEN`. Nous nous attendons à ce que les muons soient décrits exactement de la même manière dans `ALPGEN` que dans `PYTHIA` ce qui sera vérifiée dans cette section. Il nous reste à montrer de plus si le spectre de jet produit par `ALPGEN` décrit bien celui de données réelles.

Le lot Monte Carlo a été généré pour des paires de muons dans l'intervalle de masse invariante entre 60 et 130 GeV. Dans cette région de masse élevée, vu le résultat de probabilité qu'un muon issu d'un quark lourd paraisse isolé donné auparavant, il est permis de négliger la contribution QCD. Par rapport à la sélection des événements de la section précédente, on ajoute les coupures suivantes :

- au moins un jet ayant p_T supérieur à 25 GeV et $|\eta|$ inférieur à 2.5 présent dans l'état final
- la masse invariante de la paire de muons est entre 60 et 130 GeV

Comme dans la section précédente, les données Monte Carlo ont été normalisées au nombre d'événements dans les données réelles.

Les figures suivantes sont montrées :

- figure 4.20 : la masse invariante de la paire de muons

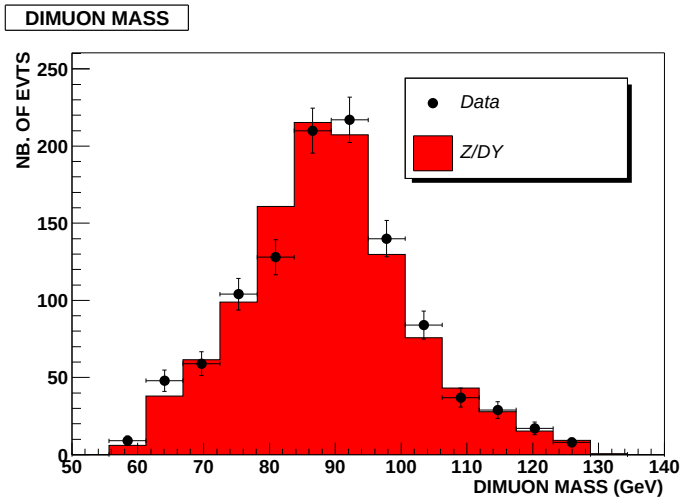

FIG. 4.20 – Masse invariante dimuon des données réelles de de bruits de fond pour les événements ayant au moins un jet dans l'état final.

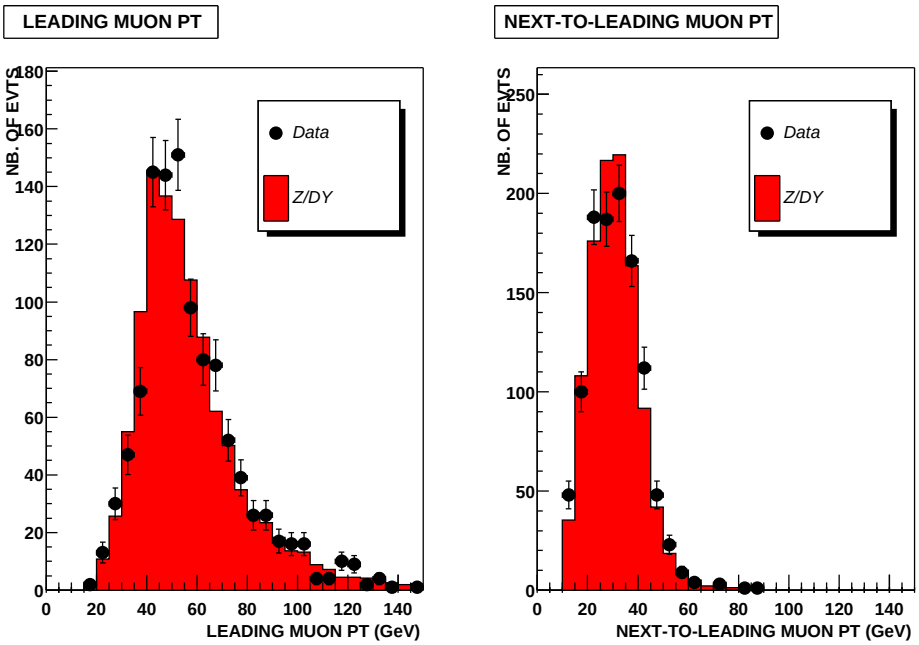

FIG. 4.21 – Distribution de l'impulsion transverse du muon le plus énergique (à gauche) et du second muon (à droite).

- figure 4.21 : la distribution des impulsions transverse des deux muons
- figure 4.22 : l'impulsion transverse du système dimuon
- figure 4.23 : l'énergie transverse manquante MET

Ces figures démontrent que `ALPGEN` reproduit aussi bien que `PYTHIA` les propriétés de muon et du système dimuon. Nous pouvons faire les remarques suivantes :

- l'impulsion transverse du système dimuon dans le lot $Z/DY + j$ est plus énergique que celle dans le lot Z/DY inclusif. La raison est simplement due à la présence d'un jet qui

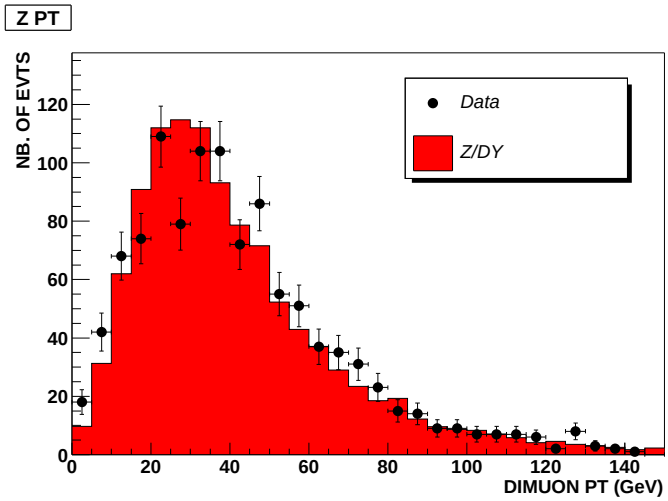

FIG. 4.22 – Distribution de l'impulsion transverse du système dimuon.

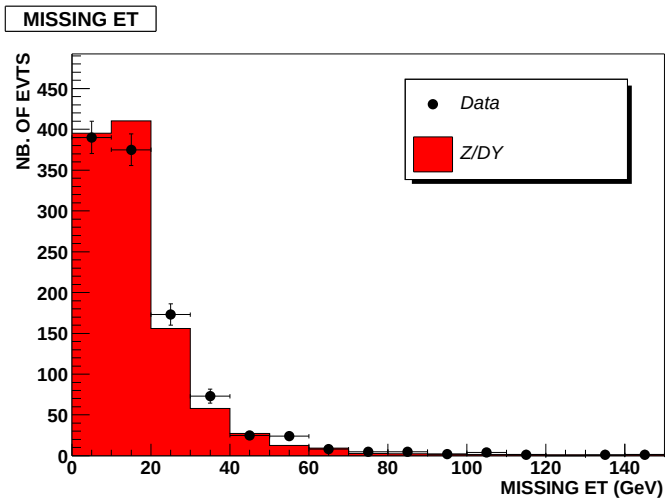

FIG. 4.23 – Distribution de l'énergie transverse manquante des événements $\mu\mu + j$.

donne un boost de Lorentz à la paire de muons.

- la distribution en MET s'est élargie due à la présence d'au moins un jet dans tous les événements (à comparer avec la figure 4.19)

La distribution en impulsion transverse du jet de plus grand p_T est montrée sur la figure 4.24. L'accord est très bon entre les données réelles et `ALPGEN`. Notons aussi que le spectre décroît exponentiellement à grand p_T puisque ces jets sont produits par radiation.

Globalement les distributions montrent un accord raisonnable entre les données réelles et le Monte Carlo. `ALPGEN` fournit alors une description acceptable des propriétés des muons et des jets dans la masse du Z non seulement au niveau des particules individuelles (un muon, un jet) mais aussi à un niveau de complexité plus élevée comme le système dimuon et l'énergie transverse manquante. Pour la suite, nous allons faire l'hypothèse que `ALPGEN` fournit une bonne description des muons et des jets dans les autres intervalles de masse.

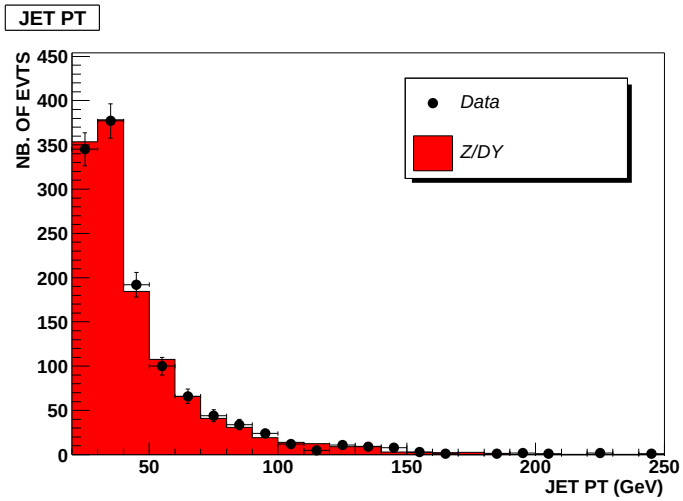

FIG. 4.24 – Distribution de l'impulsion transverse du jet.

4.5.4 Comparaison avec ALPGEN pour les événements avec deux jets

Dans cette section nous allons chercher à comparer les propriétés cinématiques et topologiques du bruit de fond avec celles des données réelles.

Nous demandons maintenant qu'il y ait au moins deux jets d'impulsion transverse $p_T >$ 25 GeV. Les données Monte Carlo sont normalisées au même nombre d'événements dans les données réelles dans la région de masse du boson Z après soustraction de la faible contribution QCD, $W + b/c$, $t\bar{t}$ et $\tau\bar{\tau}$. Ce facteur de normalisation ainsi que les valeurs des sections efficaces ALPGEN calculées au LO (tableau 4.2) sont ensuite utilisés pour normaliser le bruit de fond Drell-Yan dans les deux autres intervalles de masse.

Comme mentionné précédemment, la résolution sur l'énergie transverse manquante depend entre autres de la résolution de mesure de l'impulsion des muons. Or l'erreur de mesure sur l'impulsion transverse des muons augmente avec elle. Si l'impulsion d'un muon est surévaluée cela se traduira par une contribution sur MET opposée à la direction du muon. Dans un événement à deux muons, le p_T du muon le plus énergique sera celui qui a le plus de chance d'être mal estimé.

Si ϕ désigne l'angle dans le plan transverse aux faisceaux entre les directions du muon le plus énergique et MET, les figures 4.25 montrent respectivement la corrélation entre l'angle ϕ et MET et celle entre l'impulsion transverse du muon le plus énergique et MET.

Il est clair, à partir de ces deux figures, qu'il y a une petite fraction des événements pour lesquels la grande valeur de MET est due à une surestimation de l'impulsion transverse de l'un des muons. Cette contribution peut facilement être éliminée par une coupure sur l'angle ϕ que nous avons fixée à 3.0 radians.

Pour résumer, les coupures additionnelles utilisées dans cette partie consistent à[8] :

- le nombre de jets ayant $p_T > 25$ GeV et $|\eta| < 2.5$ doit être au moins 2
- les événements ayant la différence en ϕ entre le muon plus énergique et la MET suprérieure à 3.0 radians sont rejetés

Nous introduisons maintenant une nouvelle variable HT définie comme la somme scalaire de l'impulsion transverse de tous les jets dans l'événement ayant $p_T > 15$ GeV.

[8] L'estimation du facteur de normalisation d'ALPGEN mentionné juste avant a été faite avant l'application des ces coupures. Tant que nous n'utilisons pas encore la variable MET pour la sélection, le fait qu'elle est mal mesurée n'affecte pas négativement notre analyse.

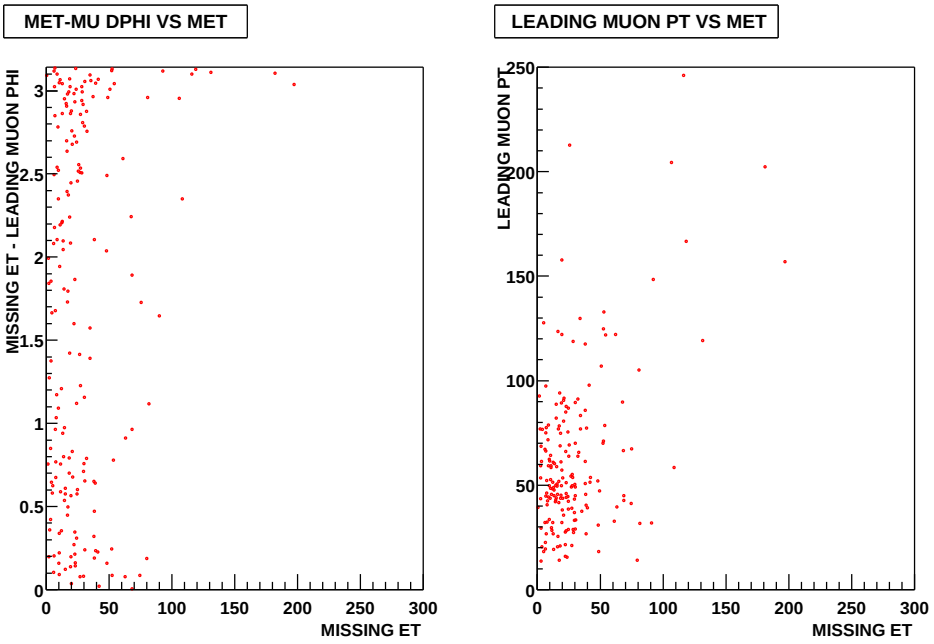

FIG. 4.25 – A gauche : la différence relative en ϕ du vecteur MET et celui du muon le plus énergique versus MET. A droite, le p_T de ce muon versus MET.

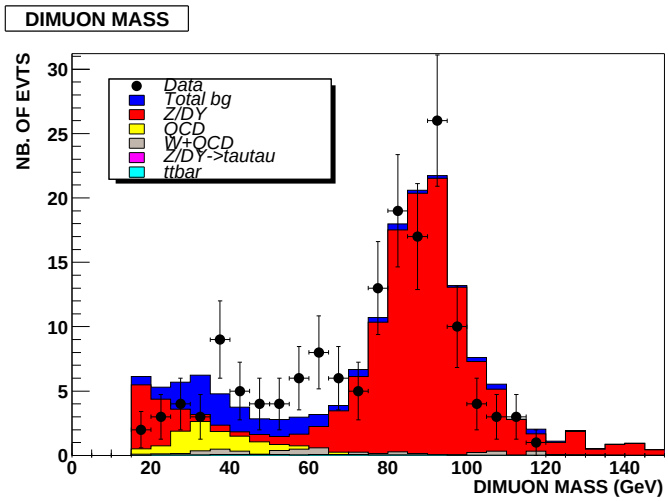

FIG. 4.26 – Masse invariante du système dimuon pour les événements à deux jets.

Nous montrons ici les distributions habituelles concernant les muons :

- figure 4.26 : la masse invariante de la paire de muons
- figure 4.27 : l'impulsion transverse du système dimuon
- figure 4.28 : l'impulsion transverse des muons

Dans la limite des statistiques disponibles, l'accord entre les données réelles et le Monte Carlo est raisonnable. Les distributions en p_T des deux jets les plus énergiques (figure 4.29) et de MET (figure 4.30) sont également bien reproduites par `ALPGEN`. La nouvelle distribution HT (la figure 4.31) est par conséquent bien décrite par le Monte Carlo.

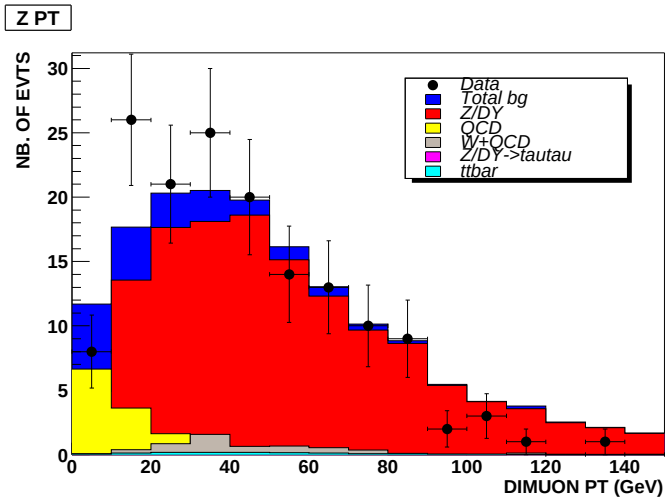

FIG. 4.27 – Distribution de l'impulsion transverse du système dimuon pour les événements à deux jets.

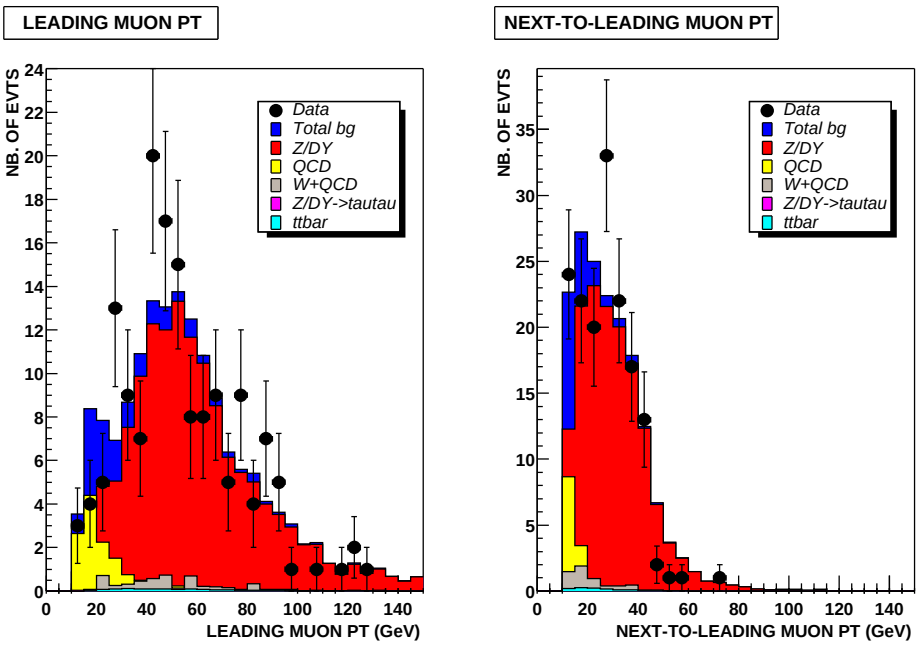

FIG. 4.28 – Distribution de l'impulsion transverse des deux muons pour les événements à deux jets.

Nous voulons faire les quelques observations suivantes :

- la distribution en p_T du système dimuon s'est encore élargi par rapport à la même distribution pour les événements à un jet
- les fluctuations de la mesure d'énergie augmente avec la multiplicité en jets, cela se traduit par une distribution de MET plus large
- enfin la contribution relative de QCD est plus importante que pour les événements à un jet. La condition d'avoir de jets dans l'état final favorise la prise en compte des événements

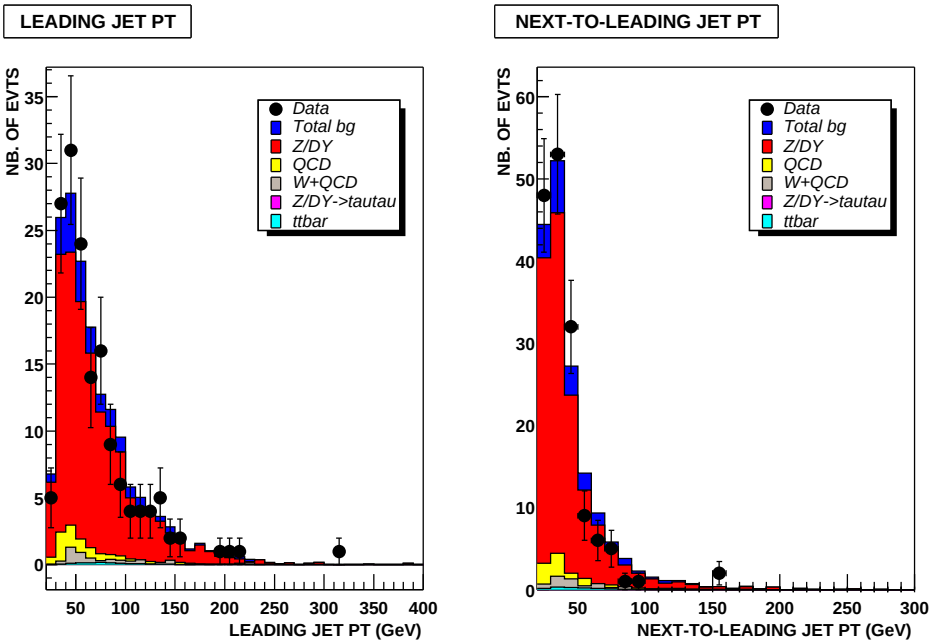

FIG. 4.29 – Distribution de l'impulsion transverse des deux jets pour les événements à deux jets.

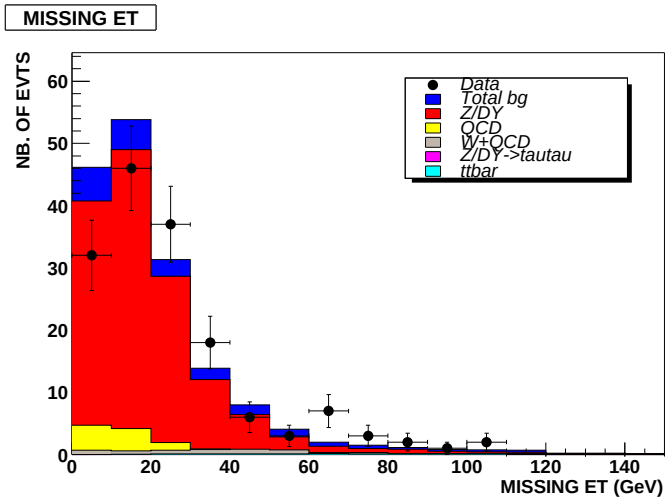

FIG. 4.30 – Energie transverse manquante pour les événements à deux jets.

comme $b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$. Cependant, comme mentionné précédemment, les événements QCD se concentrent plutôt dans la région de basse masse invariante.

En conclusion, les distributions présentées ont montré que nous avons une bonne compréhension des sources de bruit de fond. La majorité des événements sont d'origine Drell-Yan dont les propriétés sont bien reproduites par `ALPGEN`. La contribution relative des événements QCD augmente à faible masse invariante de la paire de muons.

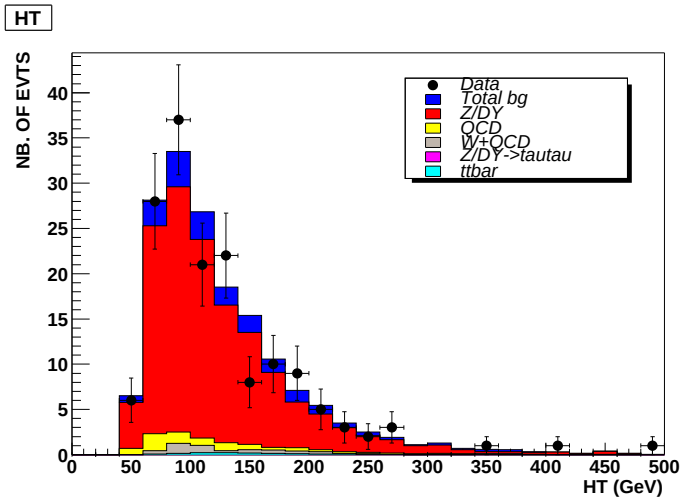

FIG. 4.31 – HT pour les événements à deux jets.

4.6 Coupures finales

Rappelons tout d'abord les coupures qui ont été appliquées jusqu'à maintenant sur les données réelles et simulées :

- il existe deux muons de qualité `Loose` dans l'acceptance du spectromètre
- chacun des muons est associé à une trace centrale
- au moins un muon est isolé
- le p_T de chaque muon est plus grand que 12 GeV et leur masse invariante est plus grande que 15 GeV
- les événements de l'origine cosmique sont rejetés
- il existe deux jets dans l'état final avec $p_T > 25$ GeV et $|\eta| < 2.5$
- les événements avec MET opposé à la direction du muon le plus énergique, soit $\phi > 3.0$ radians, sont rejetés

Ces coupures sont encore très préliminaires. Afin de séparer d'une manière efficace le signal physique du bruit de fond, quelques coupures additionnelles et optimales devront être utilisées.

Nous avons vu que les événements ainsi pré-sélectionnés étaient en majeure partie des événements Drell-Yan, et qu'au dessus d'une masse invariante de la paire de muons de 50 GeV ils provenaient de la désintégration du boson Z.

Notre première coupure sera donc d'éliminer ces événements en demandant une masse invariante dimuon inférieure à 50 GeV. Cette coupure est très discriminante comme on peut le voir sur les figures 2.8 et 4.26 : environ 80% du bruit de fond physique est rejeté alors que l'efficacité du signal n'est réduite que d'environ 17% pour les points signaux à grande valeur de $m_{1/2}$ et de 10% pour la région de basse valeur de $m_{1/2}$. Ceci est dû au fait que lorsque $m_{1/2}$ décroît, la différence de masse entre $\tilde{\chi}_2^0$ et la LSP devient plus faible comme la masse invariante dimuon.

La procédure d'optimisation de séparation signal de bruit de fond est réalisée avec deux quantités : MET et HT. Nous rappelons que HT est la somme scalaire des p_T des jets ayant $p_T > 15$ GeV dans l'événement. La figure 4.32 représente la distribution de MET versus HT pour le bruit de fond et pour les cinq points de signal A, B, C, D et E. La raison de ce choix de paramètres est simple et quasi-intuitive. En ce qui concerne la variable MET, il y a peu de MET réelle dans le bruit de fond, et la distribution de MET décroît rapidement (voir la figure 4.30). Dans la figure 4.31 nous observons le même comportement pour HT. La

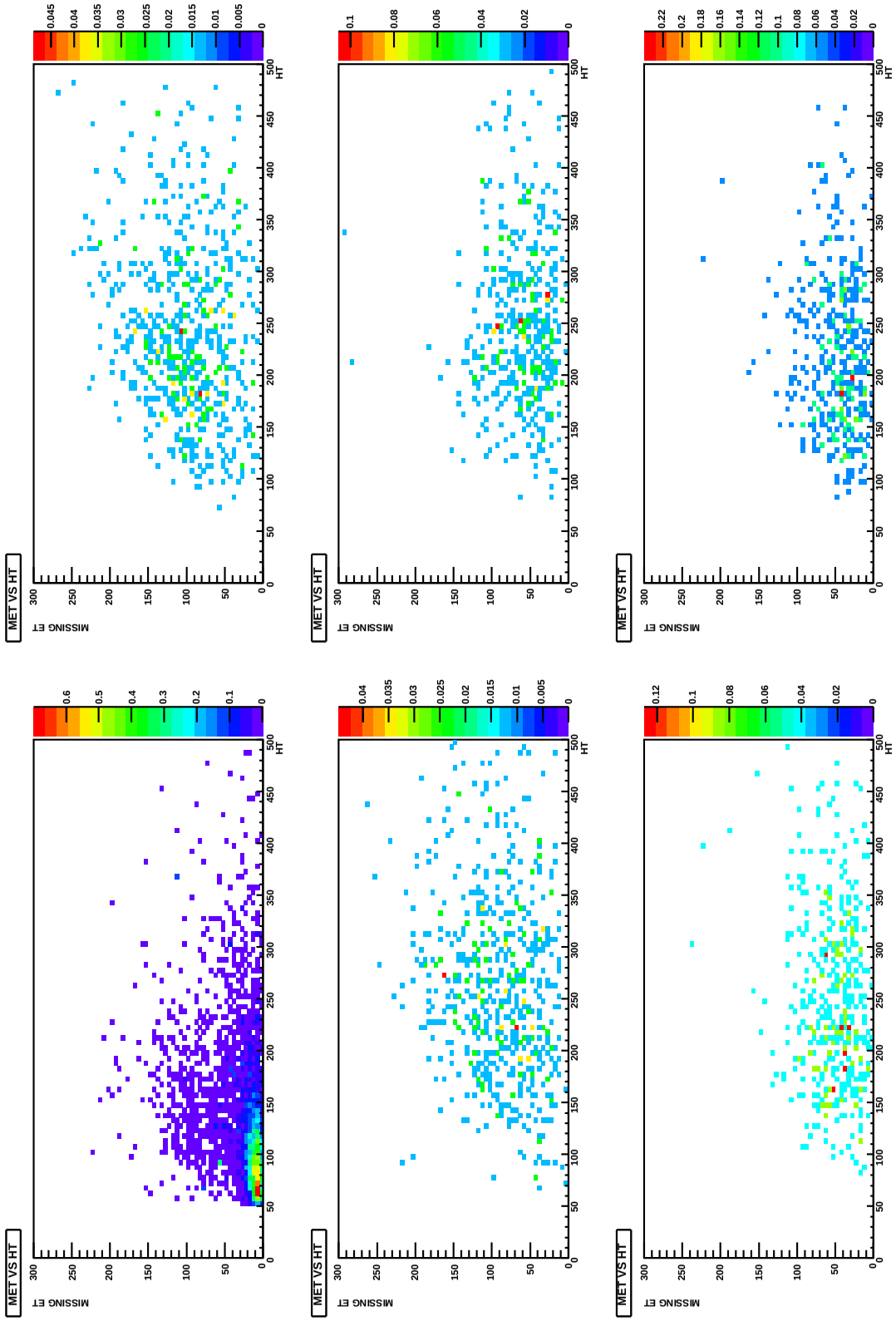

FIG. 4.32 – Energie transverse manquante en fonction de HT pour le bruit de fond (en haut, à gauche) et les cinq points de signal : A (en haut, à droite), B (au milieu, à gauche), C (au milieu, à droite), D (en bas, à gauche) et E (en bas, à droite).

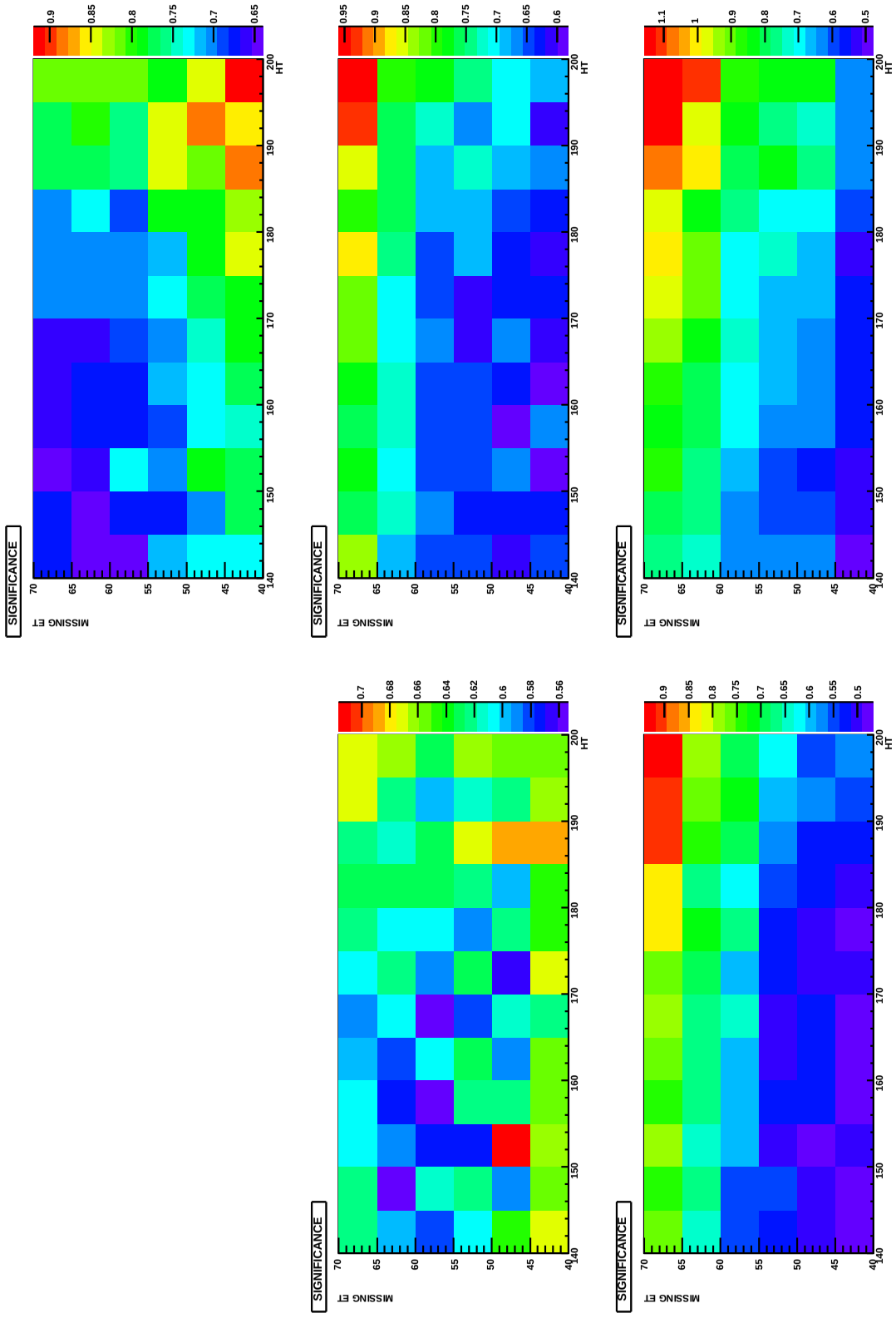

FIG. 4.33 – Histogramme bidimensionnel de la significance S en fonction des coupures sur MET et HT pour les cinq points de signal A (en haut, à droite), B (au milieu, à gauche), C (au milieu, à droite), D (en bas, à gauche) et D (en bas, à droite).

variable HT est nettement plus élevée dans le signal physique puisque les jets de signal sont très énergiques car issus de squarks et gluinos massifs.

Afin de séparer au mieux le signal du bruit de fond, à chaque couple de valeurs des coupures inférieures sur MET et HT est associé un estimateur de qualité. Cet estimateur de qualité est défini comme la limite attendue sur la section efficace de production du signal dans l'hypothèse d'absence de signal. Cette limite attendue est calculée comme suit.

Soit une expérience où nous observons n événements alors que les nombres d'événements attendus pour le bruit de fond et le signal sont respectivement b et s, nous pouvons considérer les deux hypothèses suivantes :

- l'hypothèse dite B : n événements observés sont complètement compatibles avec le bruit de fond b attendu.
- l'hypothèse dite S+B : n événements observés sont compatibles avec le signal plus le bruit de fond $s+b$ attendus.

La probabilité que l'observation de n événements soit compatible avec b événements attendus du bruit de fond (l'hypothèse B est correcte) est donnée par la loi de Poisson avec la moyenne b comme

$$\frac{b^n}{n!}e^{-b} \tag{4.8}$$

tandis que la probabilité que l'hypothèse S+B soit valable est donnée selon la même loi mais avec la moyenne $s+b$:

$$\frac{(s+b)^n}{n!}e^{-(s+b)} \tag{4.9}$$

Afin de tester la validité de chacune de ces deux hypothèses, nous introduisons un estimateur ϵ qui est défini en fonction du rapport de probabilités de deux hypothèses :

$$\epsilon = -2\log\frac{\frac{(s+b)^n}{n!}e^{-(s+b)}}{\frac{b^n}{n!}e^{-b}} \tag{4.10}$$

L'hypothèse B est alors testée par la mesure de niveau de confiance CL_b qui est défini comme la probabilité pour que cette hypothèse soit vraie :

$$1 - CL_b = \int_{-\infty}^{\epsilon_{obs}} \rho_b(\epsilon)d\epsilon \tag{4.11}$$

où $\rho_b(\epsilon)$ est la densité de probabilité pour que l'expérience soit compatible avec l'hypothèse B et ϵ_{obs} est la valeur de l'estimateur ϵ pour n dévénements observés. De la même façon, nous pouvons définir $\rho_{s+b}(\epsilon)$ comme la densité de probabilité pour que l'expérience soit compatible avec l'hypothèse S+B. La probabilité pour que l'hypothèse S+B soit vraie est donnée par

$$1 - CL_{s+b} = \int_{-\infty}^{\epsilon_{obs}} \rho_{s+b}(\epsilon)d\epsilon \tag{4.12}$$

Pour calculer CL_b, des expériences de pensée sont tirées selon une loi de Poisson de la moyenne b, et $1 - CL_b$ est par conséquent la fraction de celles qui donnent la valeur $\epsilon < \epsilon_{obs}$. Il en est de même pour le calcul de CL_{s+b}. Pour prendre en compte les incertitudes systématiques (qui sont calculées pour chaque coupure spécifique de $MET - HT$ dans notre analyse, discutées en détails plus loin), les valeurs moyennes b et s sont variées selon une loi gaussienne dont la largeur est calculée à partir de ces incertitudes. Les corrélations entre les incertitudes systématiques sont également prises en compte.

Pour tester la validité de l'hypothèse S+B, nous avons utilisé la méthode statistique employée pour la recherche du boson de Higgs du LEP [10]. Un test statistique noté CL_s est

introduit comme $CL_s = CL_{s+b}/CL_b$. Ainsi, l'hypothèse S+B est dite rejetée à 95% de niveau de confiance si $CL_s < 5\%$. En utilisant cette procédure, pour un niveau de fond donné, avec son incertitude, une incertitude sur le signal et un nombre d'événements observés, il est possible de déduire une limite supérieure sur le niveau du signal.

Pour chaque couple de valeurs des coupures sur MET et HT, nous calculons la limite attendue sur la section efficace de signal dans l'hypothèse où il n'y a pas de signal, c'est à dire la valeur moyenne de la limite sur un ensemble d'expériences de pensée dans lesquelles le nombre d'événements observés est tiré en fonction du niveau de bruit de fond attendu (dans son incertitude) uniquement. Nous définissons une quantité, appellée la significance S, qui est le rapport de cette section efficace limite sur la valeur théorique. Une valeur de S inférieure à 1 indique que l'on s'attend, en moyenne, à exclure le signal correspondant.

Les valeurs inférieures de coupure sur MET et HT sont variées entre $[40, 70]$ GeV et $[140, 200]$ GeV respectivement. La meilleure combinaison de coupure $MET - HT$ est celle qui minimise la valeur de S. La distribution de S comme fonction de HT et MET pour les cinq points de signal est montrée dans la figure 4.33.

4.7 Résultats

Bruit de fond	Nombre d'événements
$Z/DY \to \mu^+\mu^-+$ jets	0.24
$Z/DY \to \tau^+\tau^- \to \mu^+\mu^-+$ jets	0
$t\bar{t} \to \mu^+\mu^-+$ jets	0.12
QCD	0.34
$W + b/c$	0.22
Total	0.91

TAB. 4.5 – Contribution de chaque source de bruit de fond après toutes les coupures de sélections appliquées.

Pour simplifier l'analyse, il est souhaitable de trouver une coupure commune pour l'ensemble de cinq points de signal. Dans la figure 4.33, la zone optimale pour le point A est plutôt pour $MET \geq 55$ GeV alors pour les trois points C, D et E elle se trouve dans la partie $MET \leq 55$ GeV. La coupure sur MET est donc choisie à 55 GeV. Sur la ligne $MET = 55$ GeV, il est préféré de choisir la coupure sur HT la plus haute possible à cause des raisons suivantes :

- dans l'absence du signal, c'est à dire aucun excès d'événements n'a été observé, la coupure qui minimise le bruit de fond est préférentiellement choisie
- une valeur élevée sur HT permet de réduire l'erreur systématique due aux corrections d'énergie de jets et permet de travailler dans une région où les efficacités de reconstruction de jets sont les même dans les données réelles et simulées

Dans ce sens, la coupure $HT > 165$ GeV est optimale. Pour cette combinaison de coupures de MET et HT, la significance S est calculée basée cette fois sur les données réelles. Toutes les cinq valeurs de S sont inférieures à 1, nous pouvons donc affirmer que l'ensemble des cinq points de signal A, B, C, D et E est exclu par cette analyse à 95% de niveau de confiance.

La contribution de chaque source de bruit de fond est résumée dans le tableau 4.5. Nous pouvons remarquer que la contribution la plus importante vient de QCD alors qu'elle était marginale pendant la pré-sélection. Ceci est principalement du au fait que la coupure supérieure sur la masse invariante de la paire de muons favorise plus la contribution QCD car celle-ci est concentrée à basse masse.

4.7.1 Efficacité de sélection du signal

Coupure	Nb. d'evts données réelles	Eff. de signal (%)
Skim dimuon ayant mauvais runs/LBN rejetés	9420290	100.0
Sélection de condition de déclenchement	3045980	57.0
Rejet de bruit cohérent	2989350	57.0
Deux muon looses, avec traces associées	1520700	46.4
Coupures cosmiques	148690	42.5
Deux muons $p_T > 12$ GeV	17306	20.8
Mass invariante dimuon > 15 GeV	14343	17.0
Au moins un muon isolé	11580	12.4
Deux jets $p_T > 25$ GeV	185	11.2
Coupure anti-colinéaire entre la MET et le muon plus énergique	157	11.0
Mass invariante dimuon < 50 GeV	30	9.5
$MET > 55$ GeV et $HT > 165$ GeV	1	5.0

TAB. 4.6 – Etapes de la sélection des événements dans les données réelles et efficacité pour le point C du signal après chaque niveau de sélection.

Point	m_0	$m_{1/2}$	Nb. d'evts attendus	efficacité (%)
A	100	95	6.44 ± 0.03	9.02 ± 0.04
B	150	90	7.27 ± 0.03	8.25 ± 0.03
C	180	65	6.94 ± 0.02	4.99 ± 0.02
D	200	55	8.06 ± 0.02	3.60 ± 0.01
E	250	50	6.90 ± 0.02	3.41 ± 0.01

TAB. 4.7 – Nombre d'événements de chaque point signal et l'efficacité totale après toutes les coupures appliquées. Seule l'erreur systématique y est montrée.

Le tableau 4.6 résume le nombre d'événements de données réelles et l'efficacité du point signal C après chaque coupure de sélection. Comme mentionnée précédemment, la coupure sur les muons $p_T > 12$ GeV est très brutale car elle réduit environ 50% de l'efficacité sur le signal. Cette inefficacité augmente encore lorsque la valeur de $m_{1/2}$ décroît car les muons deviennent moins énergiques. Pour le point A, le point ayant le plus grand $m_{1/2} = 95$ GeV, elle est de l'ordre de 40% tandis que pour le point E avec $m_{1/2} = 50$ GeV, cette valeur vaut 60%. On peut tirer la même conclusion pour la coupure inférieure sur la masse invariante de la paire de muons à 15 GeV.

Le tableau 4.7 donne l'efficacité et le nombre d'événements attendus après la dernière coupure pour l'ensemble des cinq points de signal. Seule l'erreur statistique est indiquée. L'efficacité finale décroît en même temps que $m_{1/2}$. Ce comportement a été montré auparavant : les muons, leur masse invariante, les jets et la MET sont moins énergiques à faible valeur de $m_{1/2}$.

4.7.2 Erreurs systématiques

Nous rappelons que le nombre d'événements de bruit de fond est prédit principalement grâce à la normalisation au même nombre d'événements que les données réelles dans la fenêtre

Terme	Valeur relative
Cond. déclenchement	2.0%
Asso. à une trace	3.2%
Isolation	2.4%

TAB. 4.8 – La valeur relative des erreurs systématiques due aux conditions de déclenchement dimuon, aux corrections de différentes efficactés de l'association à une trace centrale et de l'isolation de muon.

	Nb. d'evts	Erreur syst.	Erreur stat.	JES+sigma	JES-sigma
Point A	6.44	0.82	0.03	0.48 (7.4%)	0.90 (13.9%)
Point B	7.27	0.93	0.03	0.62 (8.5%)	0.73 (10.0%)
Point C	6.94	0.88	0.02	1.08 (15.6%)	1.25 (18.1%)
Point D	8.06	1.03	0.02	1.84 (22.8%)	1.79 (22.2%)
Point E	6.90	0.88	0.02	2.07 (30.3%)	1.52 (22.0%)
Bruit de fond	0.91	0.08	≈ 0	0.40 (44.0%)	0.31 (34.1%)
Données réelles	2				

TAB. 4.9 – Les erreurs systématiques et statistiques pour chaque point de signal et bruit de fond après toutes les coupures de l'analyse appliquées. Les chiffres dans les parenthèses sont les erreurs relatives (dues à l'échelle d'énergie de jets).

de la masse du Z. Le nombre d'événements de signal est par contre prédit en utilisant la section efficace fournie par `PROSPINO`. Dus aux différents traitements entre bruit de fond et signal, ils sont associés avec différentes incertitudes systématiques.

Il y a une erreur systématique qui est corrélée entre signal et bruit de fond : celle due aux incertitudes liées à la détermination de l'échelle d'énergie des jets pour le Monte Carlo et les données réelles que l'on a ajoutées quadratiquement.

Les sources d'erreurs systématiques sur le signal sont :

- l'incertitude due aux corrections de différentes efficacités (isolation et association de trace) pour les muons et due à l'efficacité de condition de déclenchement (voir le tableau 4.8)
- l'incertitude de 6.5% sur la luminosité intégrée [59]
- l'erreur de l'ordre de 10% due à la détermination du K-facteur de la section efficace du signal au NLO [48].

L'incertitude de la première source est de l'ordre de 4.4%. Elle est nettement inférieure aux deux autres sources. L'incertitude systématique combinée de ces trois sources est de l'ordre de 12.3%.

En ce qui concerne le bruit de fond, comme nous l'avons normalisé au même nombre d'événements que dans les données réelles, ces sources d'incertitudes sont absorbées dans l'incertitude due à la statistique de données réelles dans la fenêtre de masse du Z. Cette erreur, de l'ordre de 8%, est dominante par rapport à l'erreur due à l'extrapolation du bruit de fond hors de la masse du Z et elle sera considérée comme l'erreur systématique totale sur le bruit de fond.

Les erreurs systématique et statistique pour les points de signal ainsi que celles de bruit de fond sont résumées dans le tableau 4.9. Due à la grande statistique Monte Carlo de bruit de fond, l'erreur statistique de bruit de fond est négligeable. La contribution de l'incertitude due à l'échelle d'énergie des jets est la plus importante. Elle est même plus grande pour le bruit de fond, erreur relative de $^{+44\%}_{-34\%}$, puisque les jets pour le bruit de fond sont moins énergiques que pour le signal et la distribution de l'impulsion transverse des jets du bruit de fond décroit

exponentiellement. Nous pouvons remarquer une certaine augmentation des incertitudes relatives dans la direction du point A au point E, la direction de décroissance de $m_{1/2}$. L'origine de ce comportement encore une fois n'est rien d'autre que le fait que lorsque $m_{1/2}$ décroit, les jets et la MET deviennent moins énergiques.

4.7.3 Limite d'exclusion

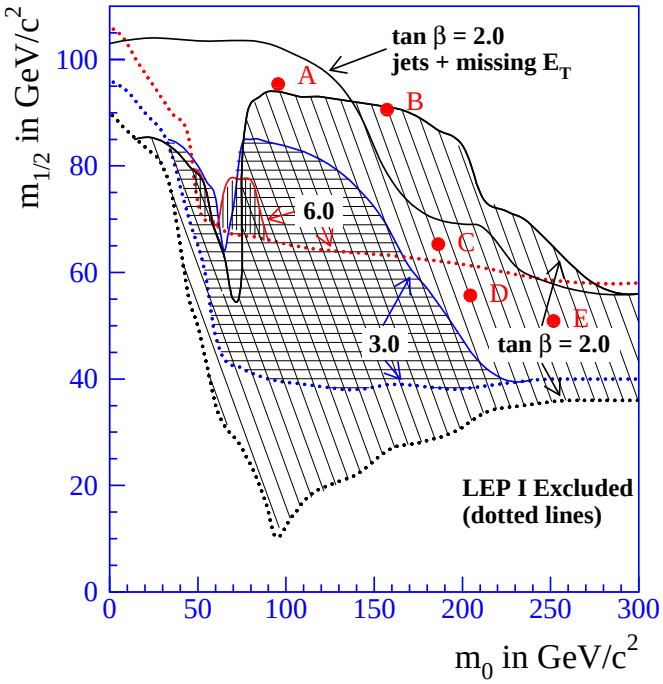

FIG. 4.34 – Les points exclus de la recherche squarks/gluinos du DØ Run II avec la signature dimuon plus jets plus MET. Rappelons que les points A, B, C, D et E ont été générés avec les paramètres $A = 0$, $\tan\beta = 3$ et $\mu < 0$.

Point	m_0	$m_{1/2}$	$\tilde{q}$	$\tilde{g}$	$\tilde{l}_L$	$\tilde{l}_R$	$\tilde{\chi}_2^0$	$\tilde{\chi}_1^+$
A	100	95	237	251	126	112	78	80
B	150	90	251	246	167	158	76	77
C	180	65	231	187	189	185	59	61
D	200	55	233	164	207	204	54	55
E	250	50	268	155	254	253	52	52

TAB. 4.10 – Résumé des masses de gluinos, squarks, sleptons, charginos et neutralinos pour l'ensemble des cinq points A, B, C, D et E. Rappelons que les paramètres suivants sont fixés : $A = 0$, $\tan\beta = 3$ et $\mu < 0$.

La figure 4.34 montre les points A, B, C, D, E à la limite de la recherche de squarks et gluinos dans le canal dimuon plus jets plus MET de DØ avec 170 pb^{-1}. Les points sont représentés dans le plan de paramètres $m_0 - m_{1/2}$. Les masses de gluinos, squarks, sleptons et jauginos sont résumées dans le tableau 4.10.

Dépendant de valeurs des paramètres m_0 et $m_{1/2}$, nous avons exclu tous les squarks et gluinos ayant pour valeur de masse dans la région $200 - 250$ GeV environ à 95% du niveau de confiance.

Les valeurs de masses exclues des sleptons sont considérablement plus importantes que la limite obtenue au LEP II qui est de l'ordre de 100 GeV (voir la section 2.2 du chapitre 2). Ceci est du au fait que les masses des sleptons dans le modèle mSUGRA sont quasiment déterminées par la valeur de m_0 qui est grande dans la région de l'analyse.

Par contre, les masses du chargino $\tilde{\chi}_1^+$ et du neutralino $\tilde{\chi}_2^0$ sont bien inférieures aux limites de LEP II. La limite sur la masse du chargino du LEP est de l'ordre de 100 GeV, qui correspond à une valeur de $m_{1/2}$ à 130 GeV environ dans le modèle mSUGRA, ou généralement dans le modèle MSSM avec l'hypothèse de l'unification de masses des jauginos. Comme notre analyse utilise le modèle mSUGRA comme cadre théorique, la valeur maximale de $m_{1/2}$ que nous avons considéré n'est seulement que de 95 GeV (point A).

Il est clair qu'avec le canal dimuon seul, la limite préliminaire obtenue au Run II dépasse déjà celle du Run I obtenue avec les trois canaux di-électron, électron-muon et di-muon combinés. La raison est multiple :

- la luminosité intégrée pour l'analyse du Run II est significativement plus importante que celle du Run I (170 pb^{-1} versus 108 pb^{-1})
- l'énergie de collision au centre de masse implique une augmentation considérable de la section efficace de la production squarks et gluinos
- de bien meilleure détection et reconstruction de muon, en particulier la meilleure résolution de l'impulsion transverse permet d'utiliser la coupure sur la masse invariante de la paire de muons qui est très efficace pour rejeter le bruit de fond

Conclusion

Dans cette thèse, nous avons présenté la supersymétrie comme une possibilité prometteuse pour élargir le Modèle Standard des particules et des interactions fondamentales faible, électromagnétique et forte. La supersymétrique prédit l'existence des nouvelles particules dites particules supersymétriques ou partenaires symétriques qui ne nous sont pas connues.

La recherche des partenaires supersymétriques des quarks et gluons, les squarks et gluinos, auprès du détecteur DØ au complexe d'accélérateur TeVatron fait l'objet de notre analyse de thèse. Nous nous intéressons en particulier aux modes de désintégration en cascade de ces objets qui contiennent deux muons, énergie manquante transverse et au moins deux jets dans l'état final.

L'analyse de squarks et gluinos avec deux muons, deux jets et l'énergie manquante transverse a été effectuée dans la première phase du Run II avec une luminosité collectée de 170 pb^{-1}. Aucun excès de nombre d'événements observés par rapport à la prédiction du Modèle Standard n'a été observé. Une nouvelle limite sur la masse des squarks et gluinos est ainsi obtenue. Dépendant de la valeur des paramètres du modèle supersymétrique utilisé, la masse de ces objets, s'ils existent, devrait être plus grande que $200 - 250$ GeV environ. Ces résultats sont pour le moment encore inférieurs que ceux obtenus auprès du collisionneur LEP. Cependant, nous attendons qu'avec une luminosité intégrée nettement plus élevée, et en combinant le canal dimuon avec les deux autres canaux di-électron, électron-muon, les limites sur la masse de squarks et gluinos soient plus contraignantes.

Annexe : Electrons mal identifiés

Cette partie est dédiée à l'estimation de la probabilité pour un jet de hadrons d'être identifié comme un électron, ou simplement le taux d'électrons mal identifiés. Elle peut être considérée comme une préparation de l'analyse de recherche des squarks et gluinos dans les canaux leptoniques avec la présence d'au moins un électron dans l'état final. L'étude a été faite en $2002 - 2003$, époque où le détecteur DØ était en cours de validation. Nous commencerons par introduire la méthode choisie pour estimer le taux de faux électrons. Ensuite nous présenterons la partie la plus difficile de l'analyse à l'époque, la procédure pour obtenir un lot de jets non biaiseé. Enfin, nous terminerons par les résultats préliminaires obtenus sur le taux d'électrons mal identifiés.

4.8 Introduction

Il existe quelques processus qui peuvent parfois mimiquer un électron dans DØ. Prenons l'exemple d'un photon ou la paire de photons issus de la désintégration d'un pion neutre. Cette particules déposent dans le calorimètre une gerbe électromagnétique semblable à celle d'un électron, par contre, elles ne laissent que rarement des traces dans le détecteur central. Cependant si elles se superposent avec un pion chargé, l'ensemble peut être pris comme un vrai électron isolé. Une autre source de faux électrons provient de fluctuation de la gerbe hadronique produite par un jet de hadrons. La situation ici est fondamentalement différente par rapport à celle de muon : il n'y a pas de faux muon mais que de vrais muons produits dans la désintégration semi-leptonique d'un quark lourd qui apparaissent parfois isolés. La probabilité d'avoir un faux électron est généralement faible. Toutefois, comme la production de jets de hadrons au TeVatron est phénoménale, il est important d'avoir une bonne estimation de cette probabilité et de tenter de la réduire.

L'étude ne peut être basée sur les données Monte Carlo par les raisons suivantes :

- il est imperatif qu'il y ait un bon accord entres les simulations de gerbes hadroniques et les données réelles. Cela suppose une parfaite connaissance des processus d'interaction mais aussi une bonne description de la géometrie du détecteur[9].
- avec une probabilité pour un jet de mimiquer un électron voisine ou inférieure au pourcent, il faudrait simuler un million de gerbes hadroniques pour obtenir une précision statistique satisfaisante, simulation hautement inefficace si elle n'était utilisée que dans ce seul but.

Par conséquent, l'estimation des taux de faux électrons dans les jets sera basé sur les données réelles. La méthode consiste en l'obtention d'un lot de jets auquel les coupures d'identification de l'électron seront appliquées. Deux lots d'événements ont été envisagés. Le premier consiste à utiliser les jets produits dans le processus $gq \rightarrow \gamma q$ et le second les jets des processus dominants au TeVatron (qq, qg et gg) qui donne deux jets dans l'état final. C'est ce dernier lot qui a été choisi car la statistique est beaucoup plus importante.

[9] Le programme de simulation de DØ est basé sur le programme `GEANT` 3.

4.9 Sélection des événements à deux jets

La sélection commence par les conditions de déclenchement. Il faut évidemment éviter les déclenchements sur des objets électromagnétiques, cette sélection biaiserait notre échantillon. Deux lots de dijets indépendants ont été sélectionnés. Le premier contient les événements enrégistrés lorsqu'une quelconque condition de déclenchement basée exclusivement sur l'existence d'un candidat muon dans le spectromètre à muons est satisfaite (noté désormais le lot `M`). Le second lot contient les événements obtenus avec les conditions de délenchement exclusivement sur les jets calorimétriques (noté le lot `J`). Les termes de déclenchement `JT_45TT`, `JT_65TT` et `JT_95TT` sélectionnés correspondent à avoir 2, 3 et 4 tours calorimetriques (électromagnétique et hadronique combinés) de déclenchement du calorimètre au niveau $L1$[10] au dessus du seuil de 5 GeV, ces conditions sont complètées au niveau $L3$ par l'existence d'un jet d'énergie transverse supérieure à 45, 65 et 95 GeV respectivement .

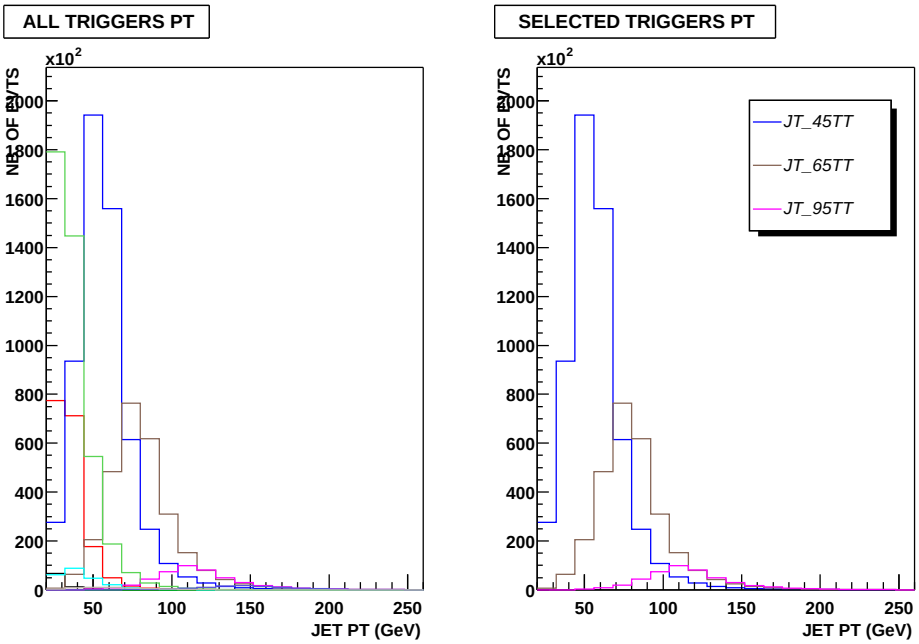

FIG. 4.35 – Contribution de différentes conditions de déclenchement de jet. A gauche : la distribution individuelle en p_T de tous les conditions de jet. A droite : la contribution de chacun de trois termes : `JT_45TT` (ligne blue), `JT_65TT` (ligne marronne) et `JT_95TT` (ligne magenta). Le spectre en p_T de chaque terme est la convolution de la courbe d'efficacité et la décroissance exponentielle en fonction du p_T ce qui explique la formation du pic. Il est possible de remarquer qu'à très grandes valeurs du p_T ($70-80$ GeV), le terme `JT_45TT` ne donne pas la même statistique que les deux autres. Cela est dû au fait que tous les événements qui satisfont à ce déclenchement ne sont pas enregistrés.

Figure 4.35 indique la contribution de chacun des termes de déclenchement dans l'échantillon analysé. La décision de prendre ces trois conditions est basée sur le fait qu'ils contribuent la plus grande statistique et que ce sont les termes les plus simples et les mieux étudiés. Le lot `M` n'est a priori pas biaisé mais la statistique devient très vite limitée avec le p_T du jet.

[10] Nous rappelons que le calorimètre au niveau $L1$ est segmenté en tours de taille $\Delta\phi \times \Delta\eta = 0.2 \times 0.2$. Deux types de tours existent : l'un se déclenche sur l'énergie transverse de la partie électromagnétique seule contenue dans la tour et l'autre sur l'énergie transverse totale (électromagnétique et hadronique). Les conditions de déclenchement sur les jets se basent sur ce dernier type de tours.

Pour chacun de deux lots, on demande ensuite que chaque événement contienne deux ou trois candidats jets dans l'acceptance du détecteur DØ$|\eta_{det}| < 2.5$ excluant la région intercyostat ($|\eta_{det}| \notin [0.7, 1.5]$) qui est insuffisamment instrumentées.

La coupure suivante s'applique sur l'impulsion transverse p_T des deux jets les plus énergétiques. Pour le lot `M`, les événements sont retenus s'ils contiennent deux jets ayant $p_T > 20$ GeV. Pour le lot `J`, la coupure est beaucoup plus compliquée. Le problème est le suivant : la forme de la gerbe d'un électron (ou généralement d'un objet électromagnétique) étant beaucoup plus compacte que celle d'un jet générique de même p_T, la plupart de l'énergie de l'électron se trouve déposée dans une seule tour de déclenchement du calorimètre alors que l'énergie du jet se trouve répartie sur plusieurs tours. Comme le déchenchement de DØ au niveau $L1$ est basé sur l'existence de tours avec une énergie déposée au dessus d'un seuil (il n'y a pas d'algorithme de clusterisation), il est, par conséquent, plus aisé à des objets électromagnétiques de passer les seuils de declenchement qu'à des jets de meme p_T. L'efficacite de déclenchement pour un jet ne devient 100% efficace que bien au delà du seuil imposé.

Si l'on avait été capable de connaitre le jet qui déclenche l'enregistrement de l'événement, l'autre jet serait non biaisé par la condition de déclenchement. Cependant au moment de faire l'analyse, l'énergie des tours au niveau $L1$ n'était pas enregistré. Pour faire l'analyse et se protéger contre les biais dus au déclenchement il a donc fallu augmenter les coupures sur le p_T des jets. Prenons par exemple la condition `JT_45TT` qui demande au niveau $L1$ deux tours avec $p_T > 5$ GeV. Si l'événement dijet passe cette condition, la situation la plus probable est celle dans laquelle chaque tour est séparément allumée par un jet. D'autres études ont démontrées qu'avec la condition demandant une tour $p_T > 5$ GeV, l'efficacité de déclenchement n'approche les 100% que pour un jet de $p_T > 60$ GeV, on peut donc affirmer que pour qu'un événement à deux jets soit non biaisé il faut que ses deux jets aient un $p_T > 60$ GeV. Pour que les deux tours soient allumées par le même jet, il faut que le p_T de ce jet soit plus élevé de 90 GeV.

L3	L1	Minimum p_T pour 100% efficace	Coupure hors ligne sur les deux jets plus énergétiques
	`CJT(1, 5)`	60	
`JT_45TT`	`CJT(2, 5)`	90	chaque jet $p_T > 60$ OU au moins un jet $p_T > 90$
`JT_65TT`	`CJT(3, 5)`	120	un jet $p_T > 90$ et l'autre > 60 OU au moins un jet $p_T > 120$
`JT_95TT`	`CJT(4, 5)`	160	chaque jet $p_T > 90$ OU au moins un jet $p_T > 160$

TAB. 4.11 – Coupures pour différents termes de déclenchement de jet.

Des arguments similaires s'appliquent pour les deux autres termes de déclenchement `JT_65TT` et `JT_95TT`. Le tableau 4.11 résume les valeurs minimales du p_T des jets pour une efficacité de déclenchement voisine de 100% [60] ainsi que les coupures appliquées dans chaque cas.

La sélection demande ensuite que les deux jets de plus grand p_T (notés respectivement $j1$ et $j2$) soient opposés dans le plan transverse aux faisceaux. Plus précisément, les coupures sont :

- $p_T(j1)/p_T(j2) \leq 2.6$ soit une contrainte assez molle sur l'équilibre en p_T
- $|\pi - |\phi(j1) - \phi(j2)|| \leq 0.4$ où $\phi(j1)$ et $\phi(j2)$ sont respectivement le ϕ du premier et du deuxième jet : là non plus la contrainte n'est pas très forte.

Figure 4.36 montre les distributions de ces deux quantités pour chacun des lot `J` (histogramme rouge) et `M` (histogramme bleu). Les distributions correspondantes au lot `M` sont plus larges, ce qui s'expliqué par le fait que d'une part les jets dans ce lot sont à plus bas p_T et

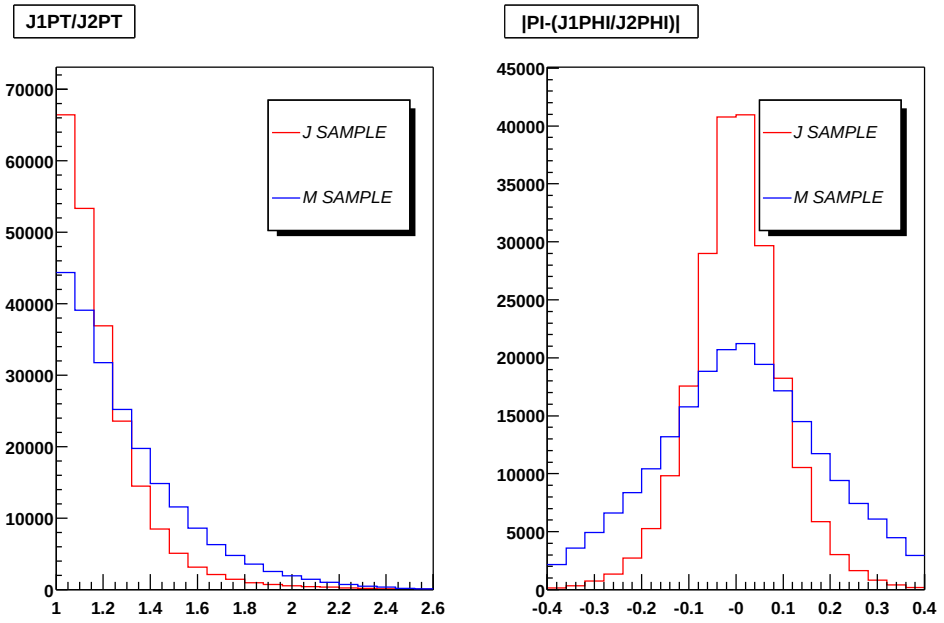

FIG. 4.36 – A gauche : le rapport p_T des deux jets les plus énergétiques dans l'événement. A droite : leur différence en ϕ.

donc ont une résolution en énergie (et en angle) plus mauvaise et d'autre part une fraction d'impulsion est emportée par le muon qui déclenche l'acceptance de l'événement.

Dans la sélection nous avons accepté la présence d'un troisième jet. Au moment de cette analyse, DO souffrait de la présence de faux jets crées par la présence de bruit non maîtrisé dans la région hadronique CH du calorimètre.

Les caractéristiques de ce troisième jet sont montrées dans la figure 4.37 pour les deux lots `M` et `J` à savoir :

- son p_T
- le rapport de p_T du troisième jet sur celui du deuxième jet
- la distance au jet le plus proche
- sa qualité de bon ou mauvais jet.

Toutefois, au moment de cette étude la définition d'un bon jet était légèrement différente de celle donnée dans la section 3.3.5 du chapître 3. Comme l'information sur le déclenchement au niveau $L1$ était indisponible, la dernière condition est remplaçée par une condition sur la variable $f90$ définie comme le rapport de $n90$ sur le nombre total de tours calorimètriques consituant l'objet jet[11]. La coupure de remplacement sur un bon jet est définie comme :

- $f90 < 0.8 - 0.5 \times CHF$ ou $CHF < 0.1$, CHF étant la fraction d'énergie du jet déposée dans la partie CH du calorimètre.

On constate que dans les deux lots, les distributions en p_T sont identiques et que la plupart de ces jets sont qualifiés de mauvais. On peut donc admettre que le troisième jet n'est en fait pas corrélé avec l'événement et que c'est un jet parasite. L'inclusion de ces événements a permis d'augmenter d'environ 30% notre statistique.

Plus précisément, un événement avec un troisième jet n'est retenu que si ce dernier satifait

[11] Il faut faire attention aux deux différentes notions de tours mentionnées dans cette partie : une concerne la tour au niveau de déclenchement niveau $L1$ qui est de taille 0.2×0.2 en $\eta \times \phi$ et l'autre plus petite concerne le niveau de reconstruction hors ligne. Cette dernière est de taille 0.1×0.1.

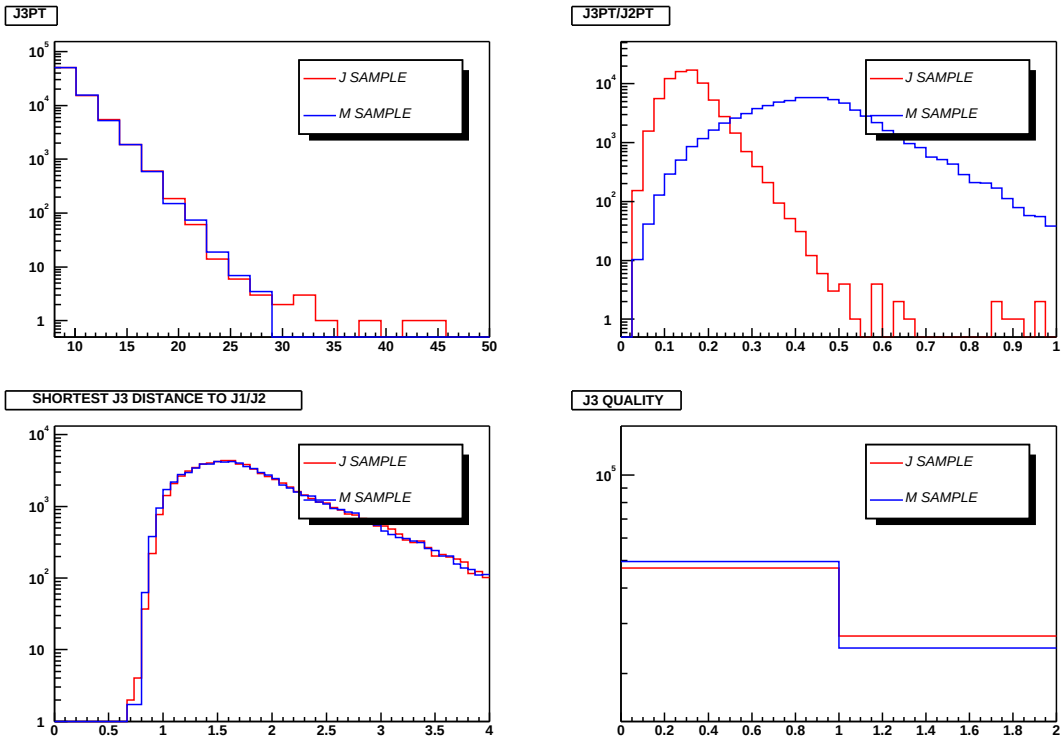

FIG. 4.37 – Propriétés du troisième jet.

les conditions suivantes :

- $dRmin > 1.5$, sa distance dans l'espace $\eta - \phi$ au jet le plus proche doit être grande pour ne pas perturber la mesure de leur énergie.
- c'est un jet qualifié de mauvais.

Finalement la sélection des événements à deux jets s'achève en demandant qu'un de deux jets les plus énergétiques ($j1$ ou $j2$) soit qualifié de bon. Une demande explicite que tous ces deux jets soient bons conduirait a une sous-estimation du taux de mauvaise identification car les jets hadroniques qui se comportent comme un vrai électron ne satisfont pas toujours cette condition.

4.10 Sélection des faux électrons

Les algorithmes de reconstruction des objets électromagnétiques EM et des jets sont processés de façon indépendante, si bien qu'un candidat EM se retrouvera dans les deux lots. Les paramètres de chaque objet reconstruit seront cependant différents du fait des algorithmes mais suffisamment proches pour qu'on puisse les associer.

La distance dR entre ces deux objets dans l'espace $\eta - \phi$ est montrée sur la figure 4.38, et un jet sera qualifié de faux electrons si $dR < 0.15$.

Connaissant les sections efficaces de production des événements di-jet et γ-jet, il est légitime de considérer que la grande majorité des objets électromagnétiques reconstruits proviennent de fluctuation hadronique de jets et pas de photon.

Leurs caractéristiques (voir chapître 3 pour les définitions) sont montrées sur la figure 4.39 pour les deux lots d'analyse :

- EMF, la fraction d'énergie électromagnétique

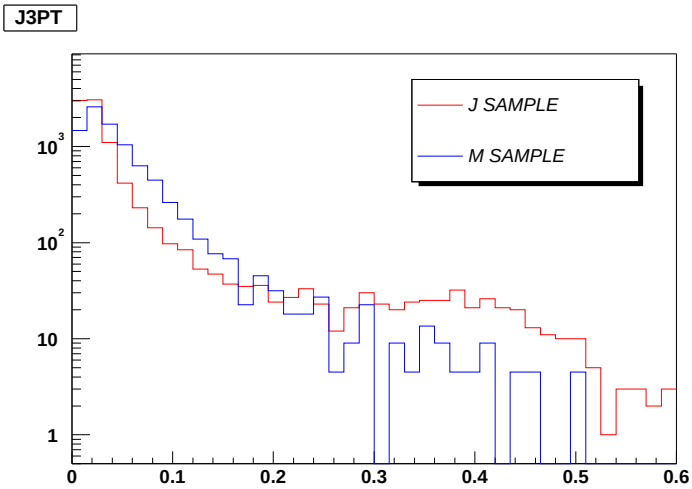

FIG. 4.38 – La distance entre un objet électromagnétique et le jet le plus proche.

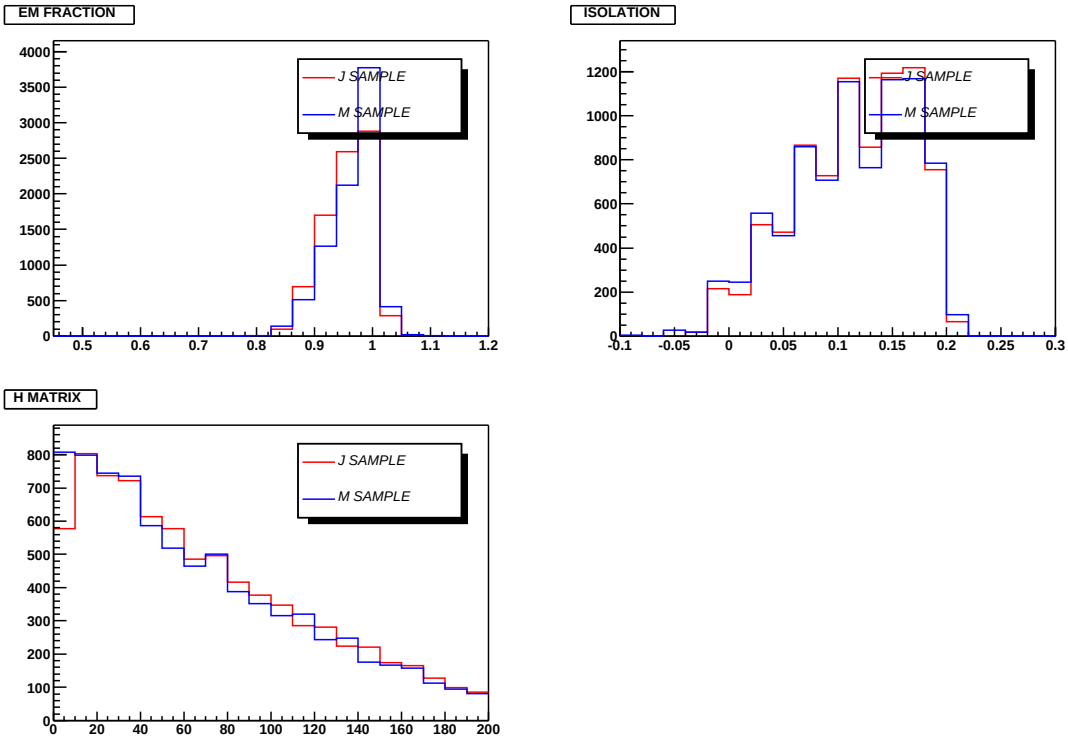

FIG. 4.39 – Distribution des variables discriminantes d'un objet électromagnétique avant l'application des coupures d'identification.

- l'isolation
- l'estimateur de la matrice HMx08

Nous remarquons immédiatement que les deux lots `J` et `M` donnent les résulats identiques. Les coupures calorimétriques standards de DØ pour définir les électrons et photons à savoir

- EMF > 0.90
- isolation < 0.15

- HMx08 < 20.0

semble indiquer que la dernière variable serait la plus discrimante. En fait, c'est simplement la conséquence de la définition d'un objet électromagnétique qui inclue des sélections sur les deux premères variables. Toutefois, on note une accumulation d'événements pour les grandes valeurs de l'isolation.

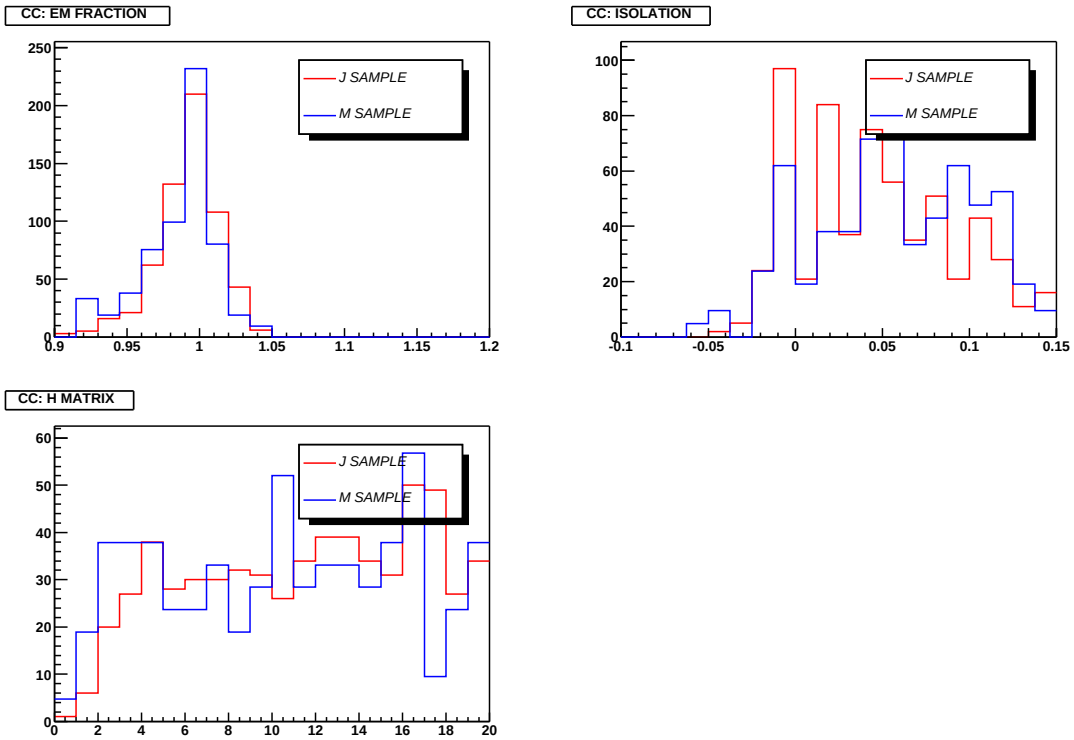

FIG. 4.40 – Distribution des variables discriminantes d'un bon objet électromagnétique dans le barrel après l'application des coupures d'identification.

Figure 4.40 montre ces même quantités après coupures que l'on peut comparer avec les distributions obtenues avec les électrons de désintégration du boson Z (figure 4.41). La distribution de la variable $HMx8$ est visiblement différente, confirmant l'absence de vrai photons dans notre sélection. Encore une fois il n'y a pas de différence notable entre les deux lots `J` et `M`.

4.11 Les taux d'identification des mauvais électrons

Pour résumé, reprenons les étapes de notre sélection :

- définition de deux lots d'événements dijets obtenus à partir de critères de déclenchement muoniques (`M`) et calorimétriques (`J`),
- existence de deux jets opposés dans le plan transverse aux faisceaux dont l'un des deux est qualifié de bon jet,
- association éventuelle de l'autre jet avec un candidat électromagnétique satisfaisant aux critères de définition d'un électron.

Au moment de l'analyse, les critères de définition des électrons isolés ne sont définis que pour $p_T > 15$ GeV. Nous appliquons donc cette coupure.

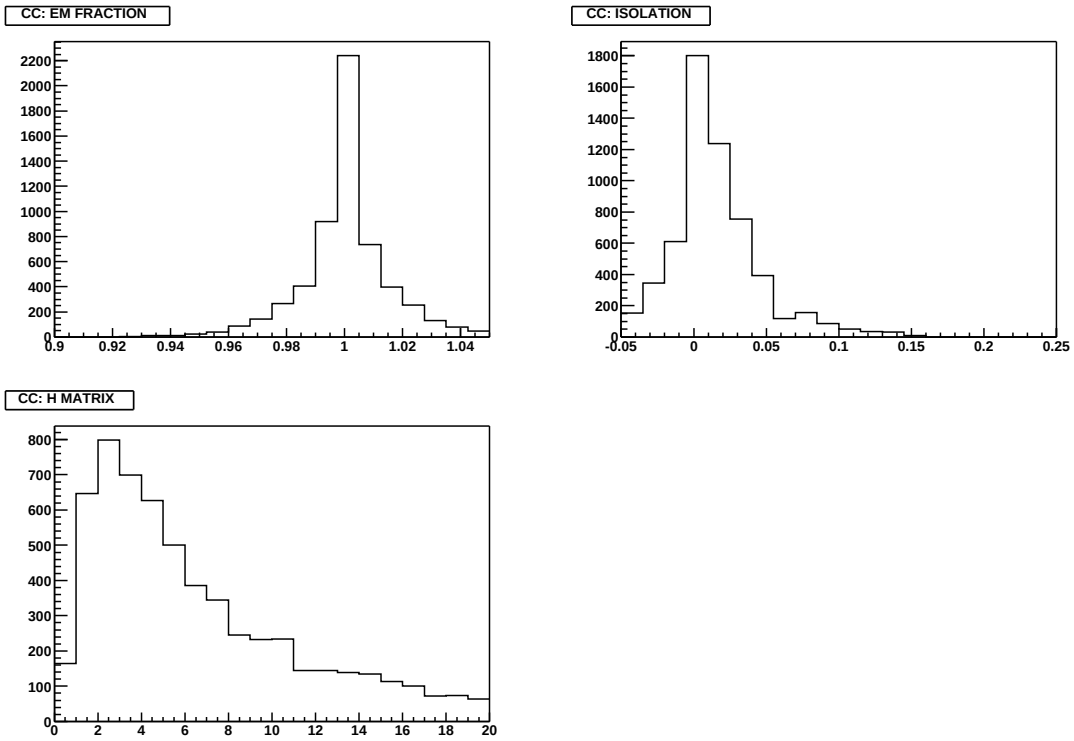

FIG. 4.41 – Les mêmes distributions que dans la figure 4.40 mais pour les électrons provenant du Z.

Figure 4.42 montre la distribution en p_T des jets et de ceux qualifiés d'électrons pour les deux lots `J` et `M` (même convention de couleur). Les régions du barril (CC) et à l'avant (EC) ont été traitées séparément. Nous pouvons remarquer facilement que même si les jets du lot `M` sont beaucoup moins énergétiques que ceux du lot `J`, les deux spectres ont la même forme de décroissance exponentielle typique des processus QCD. Les deux lots se complètent pour couvrir un large spectre en p_T.

Figure 4.43 montre le taux d'identification des mauvais électrons en fonction du p_T. Les deux lots donnent des reésultats compatibles dans la zone de recouvrement. Les deux lots sont donc combinés puis la distribution est ajustée par une fonction affine comme le montré la figure 4.44.

On constate que le taux de la mauvaise identification dans la partie centrale CC est d'environ 2 fois plus faible que celui dans la partie EC. Même pour les vrais électrons venant du Z, l'efficacité de ces coupures n'est pas non plus la même pour les parties CC et EC. Cet effet peut être causé par différentes sources : la différence de matériau vu par les particules selon η (ou équivalent, l'angle incident), différents algorithmes de reconstruction pour les électrons, différence en tailles de cellules dans CC et EC,...

Il reste encore une propriété de l'électron que nous n'avons pas exploité pour diminuer le taux de faux electrons, à savoir l'existence d'une trace chargée assocée à l'objet électromagnétique.

Dans DØ, un électron est dit avoir une trace associée si :

- la trace étant extrapolée à partir du détecteur de traces pointe vers le centre de l'objet électromagnétique au niveau de la troisième couche $EM3$ du calorimètre
- pour la région CC, le rapport E/p où E est l'énergie de l'objet électromagnétique et p est l'impulsion de la trace est proche de 1.

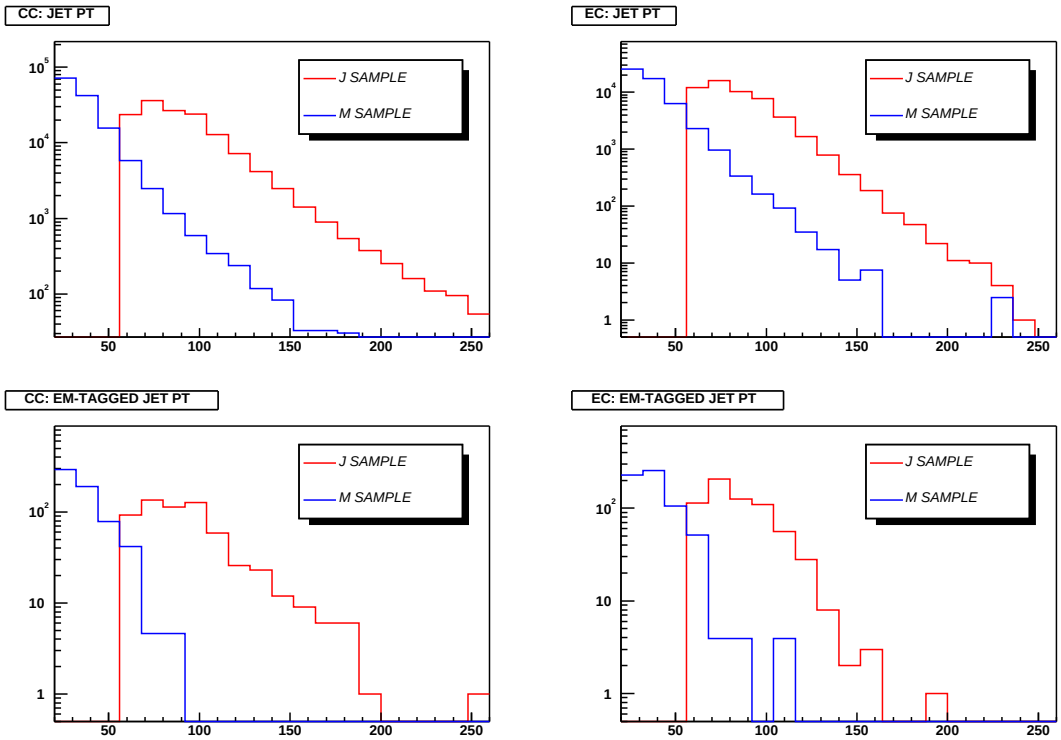

FIG. 4.42 – Le spectre du p_T des jets et des faux électrons. Deux plots en haut : les jets dans la partie centrale CC (en haut à gauche) et dans la partie avant EC (à droite) du calorimètre. Deux plots en bas : les faux électrons dans CC (à gauche) et EC (à droite). Le spectre Les quantités provenant du lot `M` sont désignées en couleur bleue et celles venant du lot `J` en couleur rouge comme d'habitude.

Si nous appliquons ces critères les taux de faux electrons diminuent fortement. La statistique est très faible. L'accord entre les lot `M` et `J` est pourtant encore assez bon comme le montre la figure 4.45. Dans la limite de notre faible statistique, il est possible de considérer que le taux de faux electrons est indépendant du p_T de l'électron. Les deux populations sont une fois de plus combinées et ajustées avec une fonction constante (voir figure 4.46).

Taux de faux électrons	CC	EC
basé sur CAL seul	$(1.4 \pm 0.4) \times 10^{-3}$ + $(3.0 \pm 0.5) \times 10^{-5} \times p_T$	$(7.6 \pm 1.4) \times 10^{-3}$ + $(5.3 \pm 1.8) \times 10^{-5} \times p_T$
avec une trace associée	$(1.2 \pm 0.4) \times 10^{-4}$	$(9.0 \pm 1.4) \times 10^{-4}$

TAB. 4.12 – Le taux d'électrons mal identifiés pour différentes régions

Le résultat final est donné dans le tableau 4.12. Les ajustements sont faits à partir de $p_T = 30$ GeV. Il est clair que la condition d'avoir une trace associée ne réduit visiblement pas de la même manière le taux de mauvaise identification dans les deux régions CC et EC : le taux est au niveau de 0.01% dans CC alors qu'il est au niveau de 0.1% dans EC. Apart de la différence constatée précédemment de taux de rejection entre CC et EC sans demander une

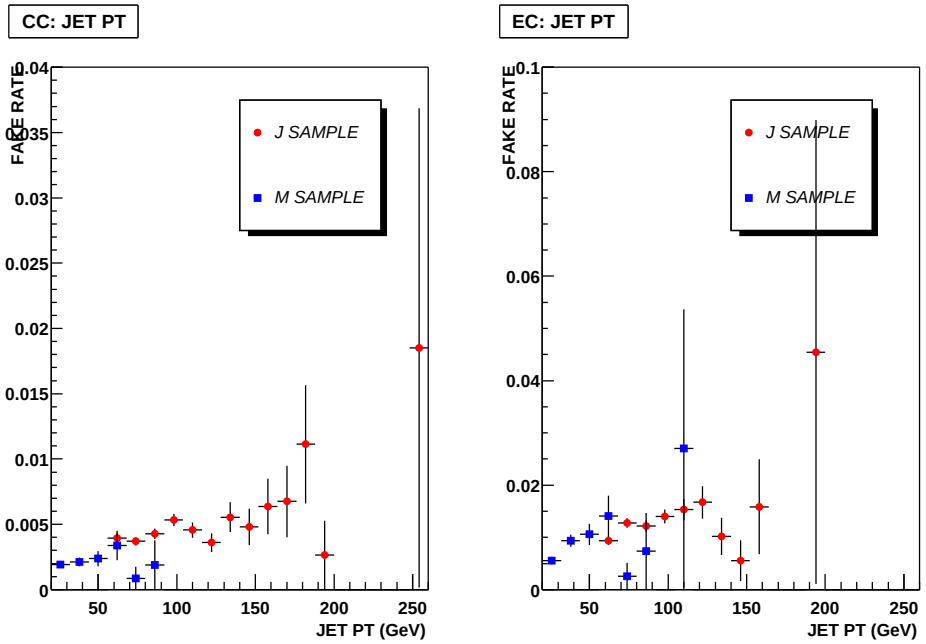

FIG. 4.43 – Le taux d'électrons mal identifiés en fonction de p_T dans CC (à gauche) et EC (à droite). Seules les coupures sur la fraction électromagnétique, l'isolation et la matrice HMx08 sont appliquées pour le moment.

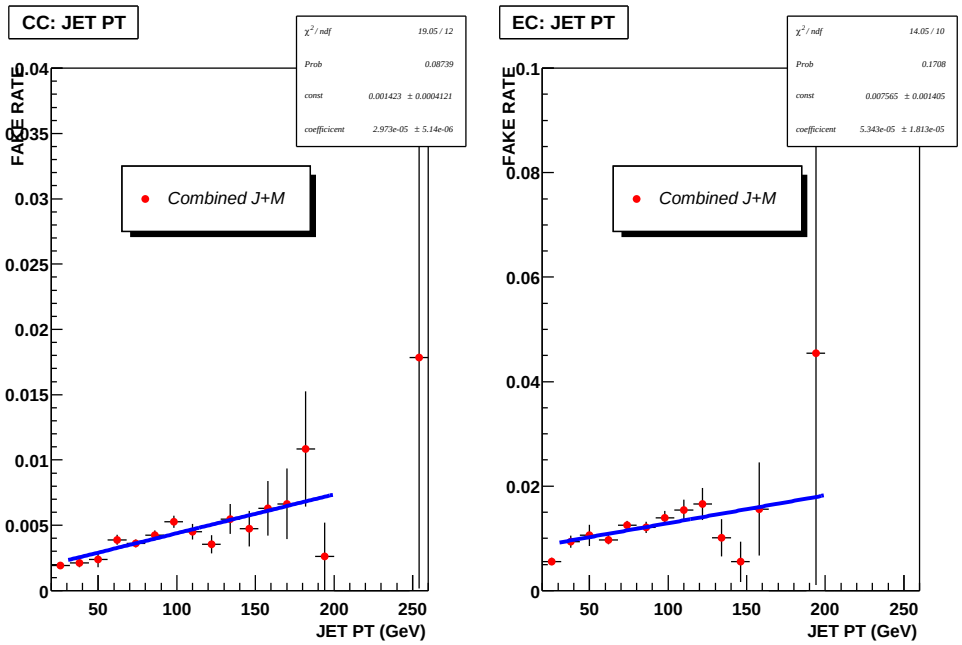

FIG. 4.44 – Le taux d'électrons mal identifiés (sans demander une trace associée) en fonction de p_T dans CC (à droite) et EC (à droite). Les deux lots `J` et `M` sont combinés.

trace associée, ceci est aussi la conséquence du fait que l'association avec une trace à l'avant n'utilise pas la compatibilité du rapport E/p avec 1.

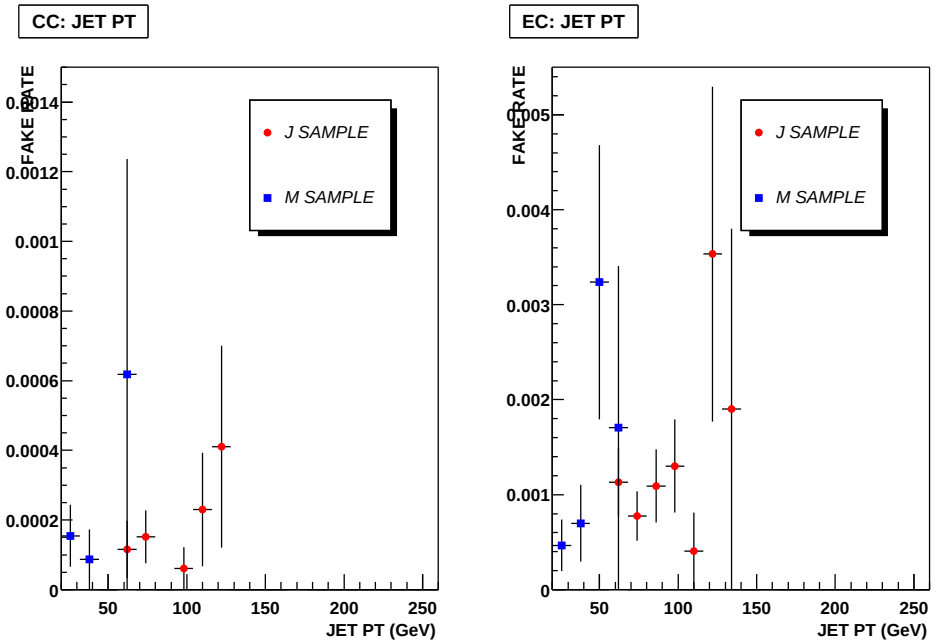

FIG. 4.45 – Le taux d'électrons mal identifiés en fonction de p_T (en demandant une trace associée) dans CC (à droite) et EC (à gauche).

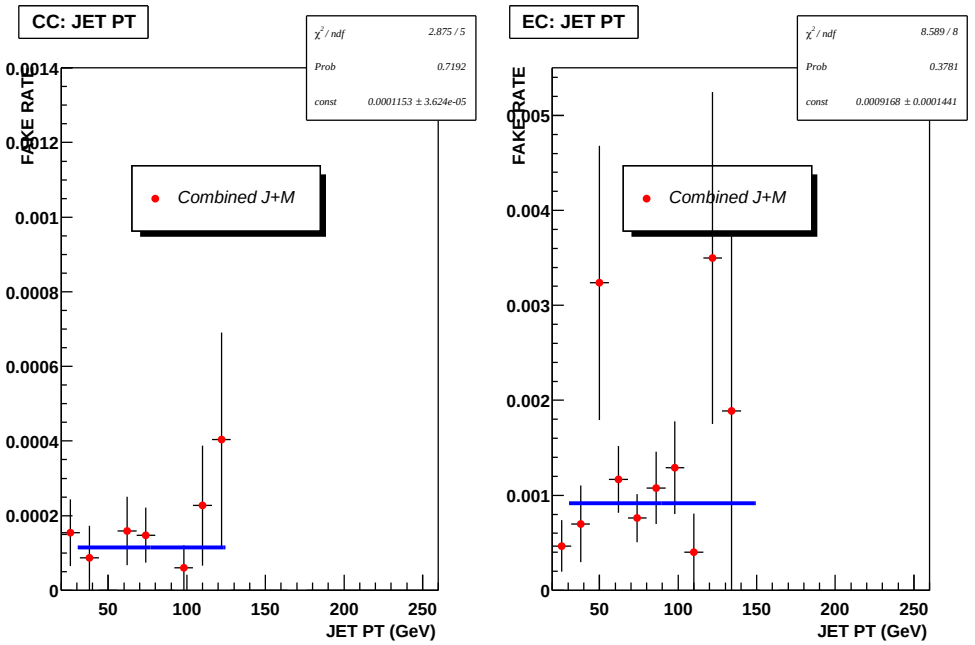

FIG. 4.46 – Le taux d'électrons mal identifiés en fonction de p_T (en demandant une trace associée) dans CC (à droite) et EC (à gauche). Les deux lots `J` et `M` sont combinés.

4.12 Commentaires

Cette étude était préliminaire et a été faite à une époque où toutes les informations nécessaires, notamment celles relevant du déclenchement au niveau $L1$, n'étaient pas disponibles.

La procédure de débiaisement des jets consistant à couper fortement sur le p_T des jets a fait perdre de la statistique.

Maintenant, avec les outils d'identification des électrons plus performants et les informations de déclenchement disponibles, la même étude devrait fournir un meilleur résultat, en allant à plus bas p_T, dans la région d'interêt pour la recherche de la supersymétrie.

Cependant, cette étude encore très préliminaire garde tout son sens puisqu'elle permet d'avoir un ordre de grandeur de la probabilité qu'un jet soit identifié à un électron dans DØ.

Bibliographie

[1] C. Quigg, Gauge theories of the Strong, Weak and Electromagnetic Interactions, Frontiers in Physics

[2] I. R. Aitchison, Field Theory and Standard Model, European School on High Energy Physics 2003

[3] Gargamelle collaboration, Phys. Lett. B, **46**, (1973) 138

[4] UA1 collaboration, Phys. Lett. B, **122**, (1983) 103
UA2 collaboration, Phys. Lett. B, **122**, (1983) 476
UA1 collaboration, Phys. Lett. B, **126**, (1983) 398
UA2 collaboration, Phys. Lett. B, **129**, (1983) 130

[5] M. L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1489, Phys. Lett. B **63** (1976) 466 et Phys. Lett. B **70** (1977) 487

[6] S. W. Herb, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252

[7] D. Schaile, CERN-PPE/94-162, présentation dans la 27th International Conference on High Energy Physics, Glashow, July 1994

[8] CDF collaboration, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2626, hep-ph/9503002
DØ collaboration, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 2632, hep-ph/9503003

[9] LEP Electroweak Working Group, http ://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/misc/

[10] Les collaborations ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL, CERN-EP/2003-011. Voir aussi LEP Higgs Working Group, http ://lephiggs.web.cern.ch/LEPHIGGS/www/Welcome.html

[11] Stephen P. Martin, A Supersymmetry Primer, hep-ph/9709356

[12] U. Amaldi, W. de Boerm, H. Furstenau, Phys. Lett. B, **260**, (1991) 447

[13] G. Gabadadze, European School on High Energy Physics, 2003, Physics beyond the Standard Model

[14] P. Fayet, About R-parity and the Supersymmetric Standard Model, hep-ph/9912413, in The Many Faces of the Superworld, edited by M. Shifman

[15] J. Ellis, Supersymmetry for Alp hikers, European School on High Energy Physics, 2001

[16] X. Tata, What is Supersymmetry and how do we find it ? hep-ph/9706307

[17] Glennys R. Farrar, hep-ph/9710395 ; H. Baer et al, hep-phe/9806361

[18] Report of SUGRA Working Group for Run II of the TeVatron, hep-ph/0003154

[19] Carena et al., Rev. Mod. Phys. **74**, (1999) 937

[20] V. Barger, M. S. Berger, P. Ohmann, Phys. Rev. D, **49**, (1994) 4908

[21] P. Darriula, Supersymmetry : Experimental Signatures at Hadron Colliders, SLAC Report No. **296**

[22] LEP SUSY Working Group, http ://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/

[23] J.-F. Grivaz, Supersymmetric particle searches at LEP, hep-ph/9709505

[24] Phys. Rev. Lett, **80**, (1998) 1591
[25] T. Plehn et M. Plumacher, discussion privée
[26] L. Duflot, discussion privée
[27] Phys. Rev. Lett. **83**, (1999) 4937
[28] Phys. Rev. D, **63**, 091102(R)
[29] M. Narain, The DØ Upgrade, 1998
[30] M. Church, Substantial upgrades to TeVatron luminosity, hep-ex/0105014
[31] The DØ Detector, Nucl. Instr. and Methods, A**338** (1994) 185
[32] The DØ Upgrade : The Detector and its Physics
[33] E. Kajfasz pour la collaboration DØ, hep-ex/0112014
[34] M. Adams et al., Design Report of the Central Preshower Detector for the DØ Upgrade, DØ note 3014
[35] J. Qian, discussion privée
[36] http ://d0server1.fnal.gov/users/qianj/CPS/doc/ken.pdf
[37] M. Bhattacharjee et al., Technical Design Report of the Forward Preshower Detector for the DØ Upgrade, DØ note 3445
[38] http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/muon_id/d0_private/IntroToD0MuonSystem.html
[39] G. C. Blazey, The DØ Run II Trigger, Xth Real Time Conference 97, Beaune France.
[40] Richard J. Genik II, The search for dilepton signatures from squarks and gluinos in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, DØ thesis.
[41] F. Beaudette, thèse DØ, 2003
[42] F. Deliot, thèse DØ, 2002
[43] MuonID Certification for p14, DØ Note 4350
[44] B. Abbott et al., Fixed Cone Jet Definitions in DØ and R_{sep}, Fermilab-Pub-97/242-E
[45] G. Blazey et al., Run II Jet Physics, DØ note 3750
[46] B. Abott et al., Nucl. Inst. Meth. A**424** (1999) pp 352-394
[47] JES group, DØ note 4115
[48] W. Beenaker, R. Hopker et M. Spira, PROSPINO : A program for the production of supersymmetric particles in next-to-leading order QCD, hep-ph/9611232
[49] M. L. Mangano et al., hep-ph/0206293
[50] Marek and A. Heinson, discussion privée
[51] W. Fischer, discussion privée
[52] E. Nurse and P. Tedford, Measurement of $\sigma \times BR$ for $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ in $p\bar{p}$ collision at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, DØ note in preparation
[53] E. Nurse, Muon ID talk, Jan 27th, 2004
[54] J. Elmsheuser, discussion privée
[55] T. Christiansen, Search for 2nd-generation leptoquarks in the $\mu j + \mu j$ channel in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, DØ internal note 4190
[56] G. Hesketh, R. Stroehmer, discussion privée
[57] DØ Jetcorr v5.1, 23 Dec 2003
[58] A. Juste, présentation de la part de groupe Top dans CALGO meeting, le 6 Avril, 2004
[59] http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/ et présentation de B. Casey dans ADM le 16 Janvier 2004
[60] Les valeurs de 100% efficace de délenchement des jets sont fournies par les études de M. Klute et A. Kupco dans DØ.

Résumé

Le Modèle Standard de la physique des particules décrit les particules élémentaires et leurs interactions fondamentales. Malgré tous ses succès expérimentaux, ce modèle ne peut être la théorie ultime du domaine. La supersymétrie offre une possibilité attirante pour élargir le Modèle Standard.

La théorie de la supersymétrie prédit l'existence de nouvelles particules dites supersymétriques qui n'ont pas encore été découvertes. Le sujet de cette thèse est la recherche de certaines d'entre elles, appellées les squarks et gluinos, dans le détecteur DØ au collisionneur TeVatron. La désintégration en cascade de ces particules peut conduire à deux muons dans l'état final. Elle est également caractérisée par la présence d'au moins deux jets de hadrons et de l'énergie transverse manquante. C'est la signature retenue dans cette thèse.

L'analyse a été effectuée sur un premier lot de données prises au Run II. J'ai étudié les propriétés des événements de différentes topologies et les ai comparées entre les données réelles et simulées, en particulier pour une paire de muons venant du boson Z, une source de bruit de fond majeure. Une autre source, la contribution dite QCD, est estimée directement à partir des données réelles. Pour maximiser la séparation entre signal physique et bruit de fond, j'ai utilisé des variables discriminantes comme la masse invariante de la paire de muons, l'énergie transverse manquante et la somme scalaire de l'énergie transverse des jets dans l'événement. Les coupures sur ces variables sont optimisées en minimisant la limite attendue sur la section efficace du signal.

Avec 170 pb^{-1} de luminosité accumulée par l'expérience DØ, aucune indication de production de squarks ou de gluinos n'a été détectée. Une nouvelle limite inférieure sur la masse de ces objets est ainsi obtenue.

Une étude préliminaire sur le taux de jets mal identifiés comme électrons a été également faite. Cette étude peut être considérée comme la préparation à la recherche de squarks et gluinos dans les canaux dileptoniques avec au moins un électron présent, qui permettrait d'étendre la sensibilité de l'analyse.

Mots clés : TeVatron
Run II
DØ
supersymétrie
mSUGRA
squark
gluino
muon
identification des électrons