FERMILAB-THESIS-2003-15

CPPM-T-2003-03

UNIVERSITE DE LA MEDITERRANEE
AIX-MARSEILLE II
FACULTE DES SCIENCES DE LUMINY
163, avenue de Luminy
13288 MARSEILLE cedex 09
FRANCE

THESE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique Mathématique, Physique des Particules et Modélisation

présentée par

Stéphanie Baffioni

en vue d'obtenir le grade de docteur de l'Université de la Méditerranée

Recherche du *s*quark bottom se désintégrant en cascade dans l'expérience DØ auprès du Tevatron. Elaboration d'un format condensé de données.

soutenue le 30 avril 2003

devant le jury composé de

Mme	Marie-Claude	COUSINOU	Présidente
M.	Daniel	FOURNIER	Rapporteur
M.	Pierre	LUTZ	
M.	Elemér	NAGY	Directeur de thèse
M.	Serban	PROTOPOPESCU	
M.	Gérard	SAJOT	Rapporteur

A Joachim et Morféo

Remerciements

Le chemin est long jusqu'à la rédaction de ces quelques lignes de remerciements, les rencontres nombreuses et enrichissantes, et j'espère oublier le minimum de personnes possibles...

Je souhaite remercier Elie Aslanidès pour son accueil au sein du laboratoire et son soutien pour l'obtention d'une bourse.

Je voudrais adresser un très grand et reconnaissant merci à Elemér Nagy, pour son soutien et ses conseils tout au long de ma thèse, son enthousiasme inépuisable, ses encouragements constants, la reconnaissance de mon travail et la confiance qu'il m'a accordée.

Merci aux membres du jury, tout d'abord à Marie-Claude Cousinou pour en avoir accepté la présidence. Merci à Daniel Fournier pour avoir accepté d'être rapporteur et pour ses commentaires constructifs. Merci à Gérard Sajot, pour avoir accepté d'être rapporteur, pour son soutien engagé dans le difficile chemin de l'obtention d'une bourse, pour sa sympathie et sa constante bonne humeur, et pour ses commentaires judicieux. Merci aux autres membres du jury, Pierre Lutz pour sa sympathie et son esprit logique, et Serban Protopopescu, pour sa disponibilité et notre enrichissante collaboration dans l'élaboration de ThumbNail.

Merci à tous les membres DØ-CPPM : Marie-Claude Cousinou pour ses conseils précieux et nos nombreuses conversations enrichissantes, Smaïn Kermiche pour son aide inestimable en ce qui concerne à peu près tous les genres de soucis imaginables, et en particulier pour son soutien psychologique constant et sa considération pour l'aspect Humain, Mossadek Talby pour son esprit méthodique, logique et sa combativité, Arnaud Duperrin pour avoir partagé mon bureau et pour ses encouragements, Eric Thomas pour sa sérénité et sa disponibilité, Eric Kajfasz pour son talent, son humilité, et sa sympathie, Frédéric Villeneuve-Séguier pour son aide précieuse et nos nombreuses conversations, Alexis Cothenet pour ses rires et sa bonne humeur.

Merci à tous ceux qui ont apporté une aide indispensable à la réalisation de cette thèse : je pense à Serban Protopopescu, Gustaaf Brooijmans, Steve

Muanza, Laurent Duflot, Jean-Baptiste de Vivie, Eric Kajfasz, merci !

Je tiens à remercier chaleureusement mesdames “mission”, Christiane Issa et Sandrine Loucher, pour leur sympathie et leur sourire malgré les demandes souvent extraordinairement complexes, ainsi que Guy Ingarsia pour son efficacité avec le sourire. Un chaleureux merci également aux services généraux, Joseph Bafaro, Gérard Barthier et Bernard Chevanne pour leurs agréables et efficaces solutions à des demandes en tout genre, et leur constante bonne humeur. Un grand merci également à Mathilde Bresc pour sa disponibilité et son aide les jours difficiles précédant la soutenance.

Un merci ému à tous les ex-thésards et futurs ex-thésards du laboratoire pour le partage des moments de joie et de rire aussi bien que les moments d'angoisse ou de “craquage” : Luc Hinz, Eric Fede, Anne Oppelt, Franck Bernard, Nicolas Delerue (et son investissement dans la vie de groupe !), Sylvain Negroni, Emmanuel Nezri, Jean-Stéphane Ricol, Pierre Barrillon, Frédéric Villeneuve-Séguier, Mireille Schneider (merci d'avoir été à l'écoute dans des moments difficiles et merci pour nos moments “chocolat”...), Matti Peez, Benoît Viaud (bon courage pour la fin !), Jessica Levêque (un seul mot : aaaaaaaahhhhhhhhh), Sonia Karkar, Alexis Cothenet, Sébastien Corréard, Vincent Garonne, Cédric Serfon, merci ! Merci également à Frédéric Derue, Marc Labalme et Emmanuel Sauvan.

Merci à tous les ex-(futurs ex-)thésards DØ pour ces moments sympathiques au hasard des rencontres à Fermilab ou ailleurs : Mélissa Ridel, Florian Beaudette, Frédéric Déliot, Auguste Besson, Pavel Demine, Pierre-Antoine Delsart, Jérôme Coss, Sébastien Greder, Alexandre Zabi, Anne-Catherine Le-Bihan, Anne-Marie Magnan, Stéphanie Beauceron, Nadia Lahrichi, Mathieu Agelou, Tuan Vu Anh, Emmanuel Busato, Jean-Roch Vlimant. Un grand merci à Jorge Molina pour nos longues discussions et son aide morale.

Une pensée pour Nathalie Fraysse-Baldi, que je tiens à remercier pour m'avoir donné le goût de la recherche.

Merci à Geneviève et Michel Barrillon, ainsi qu'à Gaëlle Cloarec pour leur tendresse, leur soutien et leurs encouragements.

Merci aux deux pipelettes formant avec moi le trio infernal et inséparable à la fac : Nathalie Comparato et Céline Jacoutot.

Un grand merci à Nicolas Ponthieu, pour ses encouragements, nos échanges de mails, son écoute attentive et sa compréhension. Bon courage pour la dernière ligne droite !

Une pensée émue et reconnaissante pour cette curieuse bande de Sékos, pour les soirées que je n'oublierai jamais au BDM, à SécoLand ou à la Route Mandarine...Merci d'être vous et merci pour l'interconnection du neurone et le

partage de tous ces moments, merci pour cet affectif entre nous qui a pris une si grande place pour moi ! Je pense à Pédro, Sébito, Luccio, Beufah, Olive, K et Nico, Frtk, J.S et Gaëlle, Flotito et Karine, Cricri, Beunz, merci d'être là !

Merci à mes amies de toujours, ainsi qu'à leur compagnon : Célia et Christophe, Valérie et Maxime, Sandrine et Karl. Merci d'avoir toujours cru en moi, de partager aussi bien les moments gais que les moments tristes, merci pour le soutien dans les moments difficiles, pour la complicité entre nous. Merci d'exister !

Je remercie chaleureusement ma famille, pour son soutien constant et sa compréhension.

Je ne remercierai jamais assez mes parents, pour leur foi en moi, pour m'avoir donné la force et les moyens d'y arriver, pour leur amour, pour leur patience, leur confiance et leur compréhension totales, et pour leur courage et leur volonté qu'ils m'ont transmis. Je suis aussi fière d'eux qu'ils sont fiers de moi ! Un merci particulier à ma soeur Mélanie, pour son amour, sa compréhension, son engagement et sa sensibilité.

Je voudrais adresser un immense remerciement à Gaël, qui m'a soutenue tout au long de mes études, qui a partagé mon stress, mes contrariétés, mes angoisses avec une patience infinie, qui est toujours là dans les moments difficiles. Merci aussi pour tous les moments de bonheur partagés ensemble, et pour son courage inégalable qui a guidé mes pas.

Mon dernier remerciement va à Pierre Barrillon, qui a su me supporter, me comprendre, me soutenir, m'encourager pendant les mois les plus difficiles, ceux où le caractère de chacun est transformé par le stress. Merci pour tous les gestes qui m'ont aidé, de la relecture intégrale de ma thèse au partage du stress de la soutenance, et merci pour tous les moments de bonheur passés et futurs !

Table des matières

Introduction **15**

1 Cadre théorique **17**
1.1 Le Modèle Standard 18
1.1.1 Les constituants élémentaires 18
1.1.2 Les interactions fondamentales 20
1.1.3 Théorie électro-faible et mécanisme de Higgs 21
1.1.4 Chromodynamique quantique (QCD) 22
1.1.5 Les insuffisances du Modèle Standard 22
1.2 Une des extensions possibles du Modèle Standard : le modèle SUperSYmétrique 25
1.2.1 Introduction générale à la Supersymétrie 25
1.2.1.1 Principe de la Supersymétrie 25
1.2.1.2 Motivations 25
1.2.2 Le Modèle SUperSYmétrique Minimal (MSSM) 27
1.2.2.1 Définition 27
1.2.2.2 Brisure douce de la Supersymétrie et brisure électro-faible 29
1.2.2.3 R-Parité 30
1.2.3 Le Modèle de SUperGRAvité *m*inimal (*m*SUGRA) . . . 31
1.2.3.1 Principe du modèle 31
1.2.3.2 Brisure de la supersymétrie 31
1.2.3.3 Paramètres de *m*SUGRA 32
1.3 Phénoménologie 33
1.3.1 Spectre de masses 33
1.3.1.1 *s*fermions 33
1.3.1.2 jaug*ino*s et bosons de Higgs 34
1.3.2 Productions 35
1.3.3 Désintégrations 37
1.3.3.1 Processus de désintégration des particules supersymétriques 37
1.3.3.2 $\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_2^0 b$ versus $\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_1^0 b$ 38

1.3.4 Etudes sur le *s*bottom 39
1.3.5 Contraintes sur le modèle *m*SUGRA 40
1.3.6 Perspectives pour la recherche du *s*bottom au Tevatron . 42
1.4 Résumé 43

2 Cadre expérimental 45
2.1 Complexe d'accélération 46
2.1.1 Caractéristiques générales 46
2.1.2 Création et accélération des protons 46
2.1.3 Création et accélération des antiprotons 47
2.1.3.1 La station cible 47
2.1.3.2 Le Debuncher 48
2.1.3.3 L'accumulateur 49
2.1.4 Le Tevatron 49
2.2 Le détecteur DØ 51
2.2.1 Caractéristiques générales 51
2.2.1.1 Géométrie et grandeurs utiles 51
2.2.1.2 Améliorations pour le Run II 52
2.2.2 Description des sous-détecteurs 52
2.2.2.1 Le Silicon Micostrip Tracker (SMT) 54
2.2.2.2 Le Central Fiber Tracker (CFT) 56
2.2.2.3 L'aimant solénoïdal 57
2.2.2.4 Les Central et Forward Preshowers (CPS et FPS) 57
2.2.2.5 Les détecteurs inter-cryostats (ICD) 59
2.2.2.6 Le calorimètre 59
2.2.2.7 Le spectromètre à muons 62
2.2.3 Système de déclenchement 64
2.2.4 Calcul de la luminosité 66
2.3 Simulations 71
2.4 Résumé 72

3 ThumbNail, format condensé de données 73
3.1 Introduction et définition 74
3.2 Structure des données dans DØ 76
3.2.1 Système de traitement des données 76
3.2.2 *Raw Data Chunks* 77
3.2.3 *DØReco* 77
3.2.3.1 Algorithme 78
3.2.3.2 *Data Summary Tapes* (DST) 78
3.2.4 Format d'analyse 80
3.3 Fichier ThumbNail 81
3.3.1 Structure 81

3.3.2 Algorithme et Fonctionnement 82
3.3.2.1 *TmbObjs* 82
3.3.2.2 Création du fichier ThumbNail 83
3.3.3 Décompactification et décodage 85
3.3.4 Schéma récapitulatif 86
3.4 ThumbNail Tree (TMBTree) 88
3.4.1 Définition 88
3.4.2 Structure 88
3.4.3 Algorithme 90
3.4.3.1 Création du TMBTree 90
3.4.3.2 Interface *TMB_Analyze* 90
3.5 Schéma récapitulatif 91
3.6 Résumé 92

4 Processus physiques **93**
4.1 Le signal 94
4.1.1 Définition et signature 94
4.1.2 Espace d'étude 95
4.2 Les bruits de fond 96
4.2.1 Bruits de fond physiques 96
4.2.1.1 $t\,\bar{t}$ 96
4.2.1.2 dibosons 97
4.2.1.3 Drell-Yan 98
4.2.2 Bruits de fond instrumentaux 99
4.2.2.1 $\geq$ 3 jets + 1 électron + $\not{E}_t$ 99
4.2.2.2 $\geq$ 2 jets + 2 électrons 100
4.2.2.3 $\geq$ 4 jets + $\not{E}_t$ 101
4.2.2.4 $\geq$ 4 jets 101
4.3 Résumé 102

5 Objets physiques **103**
5.1 Electrons 104
5.1.1 *Clusters* de tours 104
5.1.2 Candidats électromagnétiques 105
5.1.3 Identification des électrons 106
5.2 Jets 108
5.2.1 Reconstruction 108
5.2.2 Identification 109
5.2.3 Correction en énergie 110
5.3 Energie transverse manquante 113
5.3.1 Traitement des cellules "chaudes" 113
5.3.2 Traitement de la partie hadronique grossière 114

5.4 Résumé 116

6 Analyse **117**
6.1 Echantillon de données 118
6.1.1 Définition de l'échantillon 118
6.1.2 Trigger 118
6.1.2.1 Définition 118
6.1.2.2 Efficacité 119
6.1.3 Sélection des *runs* 121
6.1.4 Présélection 122
6.1.5 Format de données 122
6.1.6 Récapitulatif 122
6.2 Echantillons de signal Monte-Carlo 123
6.3 Echantillons de bruits de fond Monte-Carlo 124
6.4 Estimation du bruit de fond QCD 125
6.4.1 Stratégie 125
6.4.2 Taux de "faux" électrons (*fake rate*) 125
6.4.3 Méthode 126
6.4.3.1 Echantillons 126
6.4.3.2 Coupures 127
6.4.3.3 Elaboration des événements de bruit de fond QCD 127
6.4.4 Résultats 130
6.5 Sélection du signal 132
6.5.1 Energie transverse manquante 132
6.5.2 Masse invariante des deux électrons 132
6.5.3 Association des électrons avec une trace 134
6.6 Résultats 136
6.6.1 Récapitulatif de l'effet des coupures 136
6.6.2 Ordres de grandeurs des bruits de fond manquants . . . 138
6.6.3 Caractéristiques de l'événement sélectionné 139
6.6.4 Calculs d'erreurs 140
6.6.5 Interprétation 141
6.7 Améliorations possibles et perspectives 143
6.7.1 Données 143
6.7.1.1 Luminosité 143
6.7.1.2 Trigger 144
6.7.1.3 Efficacités d'identification des objets 144
6.7.2 Bruits de fond 145
6.7.2.1 Estimation du bruit de fond QCD 145
6.7.2.2 Echantillons Monte-Carlo 145
6.7.3 Signal 145

6.8 Résumé 146

Conclusion **147**

Bibliographie **149**

Introduction

Les mots portés par les pages de ce manuscrit ont pour objectif la transcription du travail que j'ai effectué au cours de cette thèse, au sein de l'expérience DØ située à Fermilab, dans la banlieue Ouest de Chicago. Durant cette période, la physique des particules, discipline en constante évolution dont la noble tâche est d'essayer de comprendre le monde de l'infiniment petit, a été ponctuée par deux événements marquants : l'arrêt du collisionneur e^+e^- LEP et le démarrage de la nouvelle période de prise de données du Tevatron, le Run II. Au moment même où ces lignes sont écrites, les protons et les antiprotons circulant dans le Tevatron entrent en collision au niveau des deux détecteurs DØ et CDF, avec une énergie dans le centre de masse égale à 1.96 TeV.

La première période de prise de données du Tevatron, le Run I, a permis l'exploration d'un large domaine d'étude, qui a abouti en particulier à la découverte du quark top en 95. De nombreuses confirmations du Modèle Standard, théorie de référence de la physique des particules, ont ainsi été révélées depuis des années. A ce jour, aucune théorie n'a encore détrôné le Modèle Standard qui, malgré sa puissance et les vérifications expérimentales de ses prédictions, comporte des insuffisances. La théorie dite de Supersymétrie est un bon candidat à l'extension du Modèle Standard et le Tevatron possède un fort potentiel pour son étude. Les résultats attendus du Tevatron et du nouveau collisionneur proton-proton LHC, qui verra le jour en 2007, impliquent à terme la découverte de particules supersymétriques ou l'infirmation de la théorie de Supersymétrie.

Le sujet de cette thèse est orienté vers la recherche de particules supersymétriques. Le contexte précis est défini par le modèle supersymétrique contraint mSUGRA, dans lequel la gravitation est incluse. Dans ce cadre, le signal recherché est le partenaire supersymétrique le plus léger du quark bottom, le $\tilde{b}_1$, dans sa désintégration via un $\tilde{\chi}_2^0$, suivie de la désintégration du $\tilde{\chi}_2^0$ en électrons. Le signal recherché présente la signature constituée d'un minimum de deux électrons, deux jets et une énergie transverse manquante significative. Le choix de ce canal est motivé d'une part par l'originalité d'une telle étude, et d'autre part par la faiblesse des bruits de fond représentés par les processus du

Modèle Standard de même signature. Cette analyse bénéficie d'une luminosité intégrée égale à 42.6 pb^{-1}.

La description du cadre théorique de cette thèse est l'objet du premier chapitre. Le Modèle Standard, ainsi que les principes de la Supersymétrie et la phénoménologie du modèle mSUGRA, y sont abordés.

Le contexte expérimental, constitué par l'accélérateur et le détecteur, est exposé dans le deuxième chapitre. Les différentes étapes de production et d'accélération des protons et antiprotons, et la détection des particules émises lors des collisions, y sont détaillées. Quelques éléments du calcul de la luminosité et la description de la chaîne de simulation sont également présentés dans ce chapitre.

La question du traitement et du stockage des données est une préoccupation majeure pour une expérience telle que DØ. Une part importante de cette thèse a été consacrée à l'élaboration d'un format condensé de données, permettant d'enregistrer sur disque le flot de données issues du détecteur et des simulations. Cet outil est actuellement le format officiel d'analyse et le troisième chapitre est consacré à sa description.

Le quatrième chapitre constitue la première partie du travail d'analyse. Il définit le signal recherché et les bruits de fond représentés par les processus du Modèle Standard.

La reconstruction et l'identification des objets physiques utilisés dans l'analyse sont exposées dans le cinquième chapitre. Les électrons, les jets et l'énergie transverse manquante y sont considérés.

Enfin, les différentes étapes d'analyse sont détaillées dans le dernier chapitre. Les échantillons de données réelles et simulées utilisés sont décrits en premier lieu, puis l'évaluation, en utilisant les données réelles, du bruit de fond représenté par les processus QCD. Suivent la présentation des coupures de sélection du signal et des résultats obtenus, complétée par les améliorations possibles et les perspectives de cette analyse.

Chapitre 1

Cadre théorique

Ce chapitre définit le cadre théorique du travail effectué au cours de cette thèse. La première partie est consacrée à la description du **Modèle Standard** et de ses limites. La seconde traite d'une des extensions théoriques possibles du Modèle Standard, la **SUperSYmétrie (SUSY)**. Cette section comprend une description du modèle m**SUGRA** avec conservation de la R-Parité, utilisé pour l'étude du s**bottom** se désintégrant en cascade, sujet de mon analyse. La phénoménologie du modèle mSUGRA, et en particulier du $s$bottom, est développée dans la dernière partie.

1.1 Le Modèle Standard

Elaboré dans le cadre de la théorie quantique des champs fondée sur les principes de la relativité restreinte et de la mécanique quantique, le Modèle Standard de la physique des particules est la théorie de référence décrivant les constituants élémentaires de la matière et leurs interactions. Sa conception est basée sur le formalisme lagrangien et les théories de jauge. Cette première partie s'appuie sur les références [1] à [15].

1.1.1 Les constituants élémentaires

De l'atome considéré comme constituant élémentaire de la matière au début du XXème siècle aux particules élémentaires actuelles, le voyage au coeur de la matière a progressivement défriché un important territoire. Aujourd'hui, les constituants élémentaires répertoriés dans le tableau 1.1 sont à la base de l'élaboration de toute la matière. Dans le Modèle Standard, ces constituants sont considérés comme ponctuels et indivisibles. Ce sont des **fermions**, particules de spin demi-entier obéissant à la statistique de Fermi-Dirac. En particulier, ils respectent le principe d'exclusion de Pauli interdisant à deux fermions de se trouver dans le même état quantique.

Ces fermions se partagent en deux grandes catégories déterminées par leur participation aux interactions fondamentales : les **quarks** formant la matière hadronique et les **leptons** formant la matière leptonique. Contrairement aux leptons qu'on peut trouver à l'état libre dans la nature, les quarks n'existent que confinés entre eux.

De plus, l'ensemble des quarks et leptons forment trois familles (appelées *générations*) différant par leurs masses. Les quarks u et d et l'électron, appartenant à la première famille, sont les particules massives les plus légères et sont stables. Ils sont les constituants exclusifs de la matière ordinaire, alors que les particules des deux autres générations, plus lourdes et instables à l'exception des neutrinos, ne peuvent être observées que dans les accélérateurs ou dans le rayonnement cosmique.

Les leptons sont caractérisés par trois **nombres leptoniques** (électronique, muonique, tauonique) différenciant les familles, ainsi que par un nombre leptonique global indiquant leur nature leptonique. Tous les nombres leptoniques peuvent prendre les valeurs 0, ± 1. La nature baryonique des quarks est distinguée par le **nombre baryonique**, qui peut prendre les valeurs 0, $\pm 1/3$. Ces nombres se conservent lors d'interactions entre particules.

Tous les fermions sont également caractérisés par leur **chiralité**, grandeur

représentant la dissymétrie d'une particule par rapport à sa transformation dans une opération de parité (changement de signe des coordonnées spatiales). La chiralité d'un fermion peut être gauche (L) ou droite (R). Les neutrinos, ayant dans le cadre du Modèle Standard une masse nulle[1], n'existent que dans l'état de chiralité gauche.

Les **quarks** possèdent une caractérisation supplémentaire, la **couleur**, qui peut prendre 3 valeurs (rouge, bleu ou vert, cf. section 1.1.4).

A chacune des particules du Modèle Standard (boson ou fermion) est associée une **anti-particule**, de même masse, même spin, même durée de vie mais de caractéristiques de charge, nombres leptoniques et baryonique opposés.

Le tableau 1.1 liste les particules élémentaires en indiquant leur catégorie (quark ou lepton), leur famille, leur charge, la valeur du nombre leptonique global et du nombre baryonique. Chacune des particules répertoriées dans ce tableau possède une ou plusieurs configurations possibles : les *quarks* en possèdent 6 (2 composantes de chiralité et 3 composantes de couleur possibles), l'*électron*, le *muon* et le *tau* en possèdent 2 (2 composantes de chiralité possibles et pas de composante de couleur) et les *neutrinos* n'en possèdent qu'une seule (une seule composante de chiralité et pas de composante de couleur).

	famille 1	famille 2	famille 3	charge	nombre leptonique global	nombre baryonique
quarks	u	c	t	2/3	0	1/3
	d	s	b	-1/3	0	1/3
leptons	ν_e	ν_μ	ν_τ	0	1	0
	e^-	μ^-	τ^-	-1	1	0

TAB. 1.1 – Les constituants élémentaires et leurs propriétés. Les charges et les nombres leptoniques et baryonique sont opposés pour les anti-particules.

[1]Il existe des extensions du Modèle Standard considérant une masse non nulle pour les neutrinos, cf. [8].

1.1.2 Les interactions fondamentales

En mécanique quantique, chaque interaction implique l'émission, l'absorption ou l'échange d'une particule au minimum. Ces particules d'interaction, pouvant également interagir entre elles, sont des **bosons**, de spin 1, obéissant à la statistique de Bose-Einstein. Contrairement aux fermions, les bosons ne subissent pas le principe d'exclusion de Pauli.

Toutes les interactions entre particules peuvent être décrites par 4 interactions fondamentales :

- L'interaction **électromagnétique** agit uniquement sur les particules chargées (fermions ou bosons). Son médiateur est le *photon* (γ). Les *photons* étant neutres, ils ne peuvent interagir entre eux.

- L'interaction **faible** agit sur tous les fermions. Ses médiateurs sont les bosons intermédiaires $W^{\pm}$ et Z^0. Ils peuvent interagir entre eux, et $W^{\pm}$ peut interagir avec le *photon*.

- L'interaction **forte** agit sur toutes les particules possédant une couleur. Ses médiateurs sont les *8 gluons*, qui peuvent interagir entre eux mais pas avec les autres bosons.

- L'interaction **gravitationnelle** agit sur toutes les particules massives. Son médiateur serait le *graviton* mais aucune mise en évidence expérimentale n'a été montrée à ce jour.

Le Modèle Standard décrit les interactions électromagnétique, faible et forte mais pas l'interaction gravitationnelle. Le tableau 1.2 résume les différentes interactions et les caractéristiques (charge et masse) de leurs bosons médiateurs.

Interaction	bosons	charge	masse (en GeV)
électromagnétique	γ	0	0
faible	$W^{\pm}$	± 1	80.2
	Z^0	0	91.2
forte	g_i (i=1 à 8)	0	0
gravitationnelle	graviton ?	0	0

TAB. 1.2 – Les bosons d'interaction du Modèle Standard.

1.1.3 Théorie électro-faible et mécanisme de Higgs

Les interactions **électromagnétique** et **faible**, en premier lieu considérées séparément, sont décrites dans le Modèle Standard de façon unifiée par la théorie de Glashow-Salam-Weinberg [9].

La fondation de la théorie électro-faible est basée sur les théories de jauge locales. Celles-ci décrivent l'établissement des interactions fondamentales (et par conséquent de leur(s) boson(s) médiateur(s)) comme conséquence directe de l'invariance des phénomènes physiques dans des transformations de jauge locales, c'est-à-dire dépendantes du point d'espace-temps où elles sont appliquées. Ainsi, la théorie électro-faible est élaborée sur le groupe de jauge associé à ces transformations : $SU(2) \times U(1)$.

L'invariance des phénomènes physiques suivant les transformations de ces deux groupes implique l'apparition de quatre bosons de jauge, responsables de l'interaction électro-faible. Cependant, la théorie électro-faible prédit une masse nulle pour ces bosons, ce qui est en contradiction avec la phénoménologie au moment de l'élaboration de la théorie, prédisant des bosons $W^{\pm}$ et Z^0 très massifs, et avec les résultats expérimentaux actuels mesurant très précisément leur masses [1, 11].

A ce niveau, intervient le **mécanisme de Higgs**. A un problème physique possédant une symétrie, il peut exister des solutions non symétriques : la symétrie de départ subit une brisure spontanée. L'introduction parmi les champs électro-faibles d'un champ annexe possédant une symétrie brisée, c'est-à-dire dont la valeur moyenne dans le vide est non nulle[2], brise alors la symétrie $SU(2) \times U(1)$. Ainsi, par l'introduction d'un champ électriquement neutre, sensible à l'interaction faible et se couplant à tous les fermions, le mécanisme de Higgs permet la brisure électro-faible, et par là-même l'acquisition d'une masse par les bosons $W^{\pm}$ et Z^0. Les prédictions théoriques deviennent alors compatibles avec les observations expérimentales sur les masses de ces bosons.

Une autre conséquence du mécanisme de Higgs est l'apparition d'une nouvelle particule associée à ce champ, le **boson de Higgs**, qui à ce jour n'a pas encore été découvert et dont la limite inférieure de masse est 114.4 GeV [12]. Le boson de Higgs se couple alors aux quarks et aux leptons chargés, ce qui leur permet l'acquisition d'une masse. La masse des gluons et du photon, avec lesquels le boson de Higgs ne se couple pas, reste nulle.

[2] La valeur moyenne dans le vide d'un champ est la valeur moyenne du champ au minimum du potentiel associé.

1.1.4 Chromodynamique quantique (QCD)

La Chromodynamique quantique est la théorie décrivant **l'interaction forte** entre les quarks.

De nombreux faits expérimentaux, tels que l'observation de la résonance Δ^{++} composée de trois quarks u de même spin, ont conduit à l'introduction d'un nouveau nombre quantique pour les quarks, permettant le respect du principe d'exclusion de Pauli. Ce nombre quantique, la **couleur**, peut prendre trois valeurs différentes (rouge, bleu ou vert). L'idée est que les charges de couleur forment la source de l'interaction forte entre les quarks, comme la charge électrique est à la source de l'interaction électromagnétique.

Cependant, à la différence de la charge électrique, la couleur est expérimentalement inobservable. De cette observation, et par analogie avec l'interaction électro-faible, naît l'idée de l'invariance des phénomènes physiques par rapport à la transformation de jauge de couleur. L'application d'une théorie de jauge permet alors l'élaboration de la Chromodynamique quantique : le Lagrangien d'interaction forte est localement invariant de jauge dans une application du groupe des transformations $SU(3)$. Ceci implique la présence d'un nouveau champ de jauge, associé aux huit bosons de jauge de masse nulle, les **gluons**. Ceux-ci portent une association de plusieurs couleurs, ce qui rend possible l'interaction des gluons entre eux.

Cette théorie a deux conséquences fondamentales :

- la **liberté asymptotique** qui décrit une intensité décroissante de l'interaction forte lorsque la distance entre quarks diminue. Deux quarks infiniment proches n'interagissent plus du tout entre eux et sont libres asymptotiquement.

- le **confinement** de la couleur et des quarks, l'intensité de l'interaction forte croissant lorsque la distance entre quarks augmente. Seuls les états sans couleur sont observés, les quarks ne peuvent donc pas être observés à l'état libre et se recombinent avec les quarks de plusieurs hadrons pour former des "jets".

1.1.5 Les insuffisances du Modèle Standard

Le Modèle Standard a été testé avec succès durant de nombreuses années, l'expérience vérifiant avec précision toutes ses prédictions, à l'exception du boson de Higgs qui n'a pas encore été observé avec certitude [12].
Cependant, malgré sa puissance et ses résultats, le Modèle Standard comporte des faiblesses et insuffisances qui l'amènent à être considéré comme une théorie

effective, susceptible d'être étendue et complétée. Les principaux signes de faiblesse du Modèle Standard sont les suivants :

- Le nombre de **paramètres libres** est important. Le Modèle Standard dépend de 18 paramètres non déterminés par la théorie :
  - la masse des six quarks et des trois leptons massifs,
  - la masse d'un des bosons de jauge électro-faibles massifs ($W^{\pm}$ ou Z^0),
  - la masse du boson de Higgs,
  - la valeur des constantes de couplage électromagnétique, faible et forte,
  - les quatre paramètres de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [13, 14] reliant les états propres de masse aux états propres faibles.

- Le nombre de **trois générations** n'est pas expliqué, ni la **symétrie** apparente entre quarks et leptons (même classification en trois générations et deux entités par génération pour les quarks et les leptons).

- A cause du caractère scalaire du boson de Higgs, le calcul de sa masse présente des divergences quadratiques, qu'il est possible d'éviter au prix d'ajustements très fins des paramètres du potentiel de Higgs. Ces ajustements fins sur plusieurs ordres de grandeur rendent le Modèle Standard **non naturel**.

- Les **trois interactions** ne sont pas unifiées. Les extrapolations de l'évolution des différentes constantes de couplage en fonction de l'échelle d'énergie atteignent le même ordre de grandeur, mais ne convergent pas vers une même valeur (cf. fig. 1.1). Ceci pose des problèmes pour la construction d'une théorie de grande unification des interactions.

- La **gravitation** n'est pas incluse par le Modèle Standard. Les phénomènes à très hautes échelles d'énergie, où la gravitation n'est plus négligeable, ne peuvent donc être expliqués par le Modèle Standard.

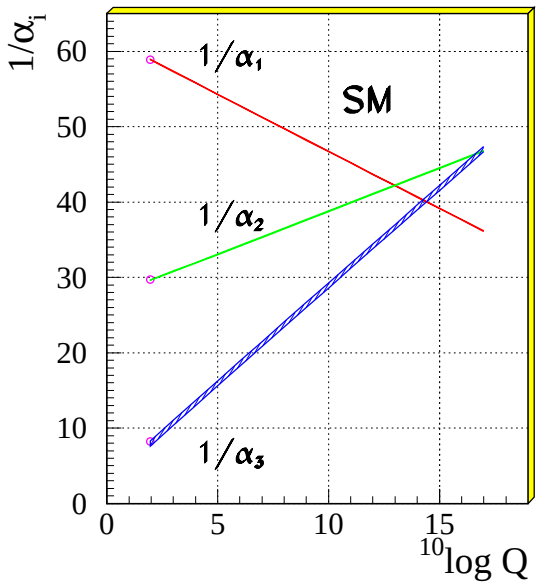

FIG. 1.1 – Extrapolation de l'inverse des constantes de couplage en fonction du logarithme de l'échelle d'énergie, pour les interactions électromagnétique ($1/\alpha_1$), faible ($1/\alpha_2$) et forte ($1/\alpha_3$) dans le cas du Modèle Standard [17].

1.2 Une des extensions possibles du Modèle Standard : le modèle SUperSYmétrique

Cette partie s'appuie sur les références [6], et [16] à [21].

1.2.1 Introduction générale à la Supersymétrie

1.2.1.1 Principe de la Supersymétrie

L'idée du modèle supersymétrique est l'existence d'une nouvelle symétrie reliant les bosons et les fermions, qui permettrait la description de toutes les particules et leurs interactions dans un seul groupe de jauge. Le formalisme supersymétrique peut être introduit de plusieurs façons et donner lieu à des théories supersymétriques différentes. L'extension minimale du Modèle Standard (*Minimal SuperSymmetric Model (MSSM)*) ainsi que sa variante incluant la gravitation (*minimal SUperGRAvity (mSUGRA)*) seront décrites dans les sections suivantes.

Une transformation supersymétrique change les fermions en bosons et inversement. Chacune des particules est associée à un partenaire supersymétrique (superpartenaire), dont le spin diffère d'une demi-unité alors que tous les autres nombres quantiques sont identiques. De même, les masses doivent être identiques. Cependant aucun superpartenaire n'a été découvert jusqu'à présent, ce qui implique une brisure de la supersymétie autorisant les superpartenaires à être plus lourds que leurs homologues du Modèle Standard.

Les partenaires bosoniques des fermions sont appelés les *s*fermions, les partenaires fermioniques des bosons de jauge sont appelés les jaug*inos*.

1.2.1.2 Motivations

Les motivations en faveur de l'existence d'une symétrie reliant les bosons et les fermions sont nombreuses et font de la Supersymétrie un très bon candidat pour l'extension du Modèle Standard. Les principales sont les suivantes :

- **motivations "esthétiques"**
  - Les propriétés de symétrie jouent un rôle fondamental dans l'élaboration de toute la physique des particules. Le Modèle Standard est entièrement construit sur des théories de jauge faisant intervenir des symétries globales ou locales. La Supersymétrie offre une très belle

généralisation du concept de symétrie.

- De plus, pour les modèles dont la supersymétrie est formulée comme une symétrie locale (modèles de supergravité, cf. section 1.2.3), l'inclusion de la gravitation, interaction non traitée par le modèle standard, est naturelle.

- **motivations théoriques**

  - La Supersymétrie représente l'ingrédient de base de toute théorie visant l'unification de toutes les interactions.

  - La Supersymétrie offre une solution au problème de naturalité du Modèle Standard. Les divergences quadratiques des masses des particules, évitées dans le Modèle Standard par des réglages fins non naturels du potentiel de Higgs, sont compensées par les contributions apportées par les particules supersymétriques.

  - Alors que la brisure électro-faible a dans le Modèle Standard une origine arbitraire (l'introduction *ad hoc* d'un potentiel de Higgs possédant une symétrie brisée), elle est naturelle dans les théories supersymétriques.

- **motivations phénoménologiques**

  - Les extrapolations des constantes de couplage des interactions faible, électromagnétique et forte en fonction de l'énergie ont une intersection commune, ce qui n'est pas le cas dans le Modèle Standard (cf. fig.1.2).

  - La particule supersymétrique la plus légère (*Lightest Super Particle ou LSP*), lorsqu'elle est stable (dans les modèles avec R-Parité conservée (cf. section 1.2.2.3)), est un bon candidat pour la matière noire dans l'univers.

  - De plus, les effets induits par les théories supersymétriques peuvent être tels qu'ils soient compatibles avec les données expérimentales. En particulier, les prédictions supersymétriques sont en accord avec les mesures expérimentales de $\sin^2\theta_W$, où θ_W est l'angle de Weinberg défini par $\cos\theta_W = m_W/m_Z$, m_W et m_Z étant les masses respectives des bosons $W^\pm$ et Z^0.

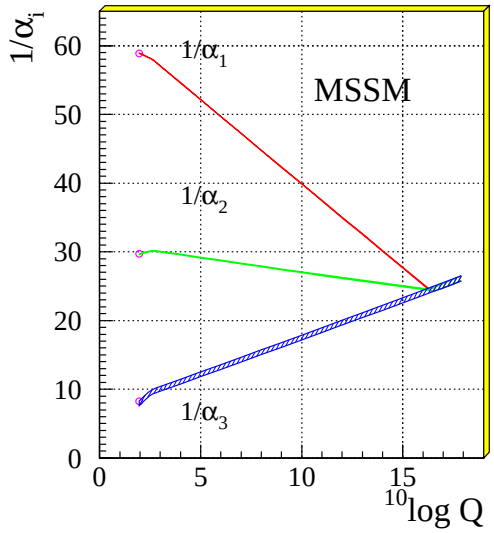

FIG. 1.2 – Extrapolation de l'inverse des constantes de couplage en fonction du logarithme de l'échelle d'énergie, pour les interactions électromagnétique ($1/\alpha_1$), faible ($1/\alpha_2$) et forte ($1/\alpha_3$) dans le cadre de l'extension supersymétrique minimale du Modèle Standard (MSSM) [17].

1.2.2 Le Modèle SUperSYmétrique Minimal (MSSM)

1.2.2.1 Définition

Le modèle supersymétrique minimal est l'extension supersymétrique la plus proche du Modèle Standard, introduisant un nombre minimal de particules supplémentaires. C'est une théorie de jauge supersymétrique basée sur le groupe $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, correspondant à la symétrie du Modèle Standard.

Dans le formalisme supersymétrique, les objets de base permettant de construire le Lagrangien ne sont plus des champs mais des super-champs, décrivant l'ensemble d'une particule *standard* et de son superpartenaire.

Les trois génerations de quarks et de leptons, ainsi que les bosons de jauge du Modèle Standard restent identiques. Les quarks, leptons et bosons de jauge sont associés avec leurs superpartenaires, respectivement *s*quarks, *s*leptons et jaug*inos*. En revanche, le doublet de champs de Higgs du Modèle Standard doit être remplacé par deux doublets de super-champs complexes, auxquels il faut ajouter leurs superpartenaires, les higgs*inos*. Les deux doublets donnent lieu après brisure électro-faible à cinq bosons de Higgs, trois neutres (scalaires h^0, H^0 et pseudoscalaire A^0) et 2 chargés ($H^{\pm}$). Le spectre en particules est

donc légèrement plus important que le double du spectre du Modèle Standard.

La brisure électro-faible reste effectuée par un mécanisme de Higgs, alors que la Supersymétrie subit une brisure "douce". Ces deux mécanismes seront exposés par la suite. A la suite de ces deux brisures, les jaug*ino*s et higgs*ino*s ne sont pas des états propres de masse. Le Z*ino* ($\tilde{Z}$), le phot*ino* ($\tilde{\gamma}$) et les higgs*ino*s neutres se recombinent et donnent naissance aux quatre neutral*ino*s ($\tilde{\chi}_i^o$, $i = 1$ à 4). Les higgs*ino*s chargés et les W*ino*s ($\tilde{W}^{\pm}$) se recombinent pour former les charg*ino*s ($\tilde{\chi}_i^{\pm}$, $i = 1, 2$).

Le tableau 1.3 liste les états propres de masse des particules supersymétriques dans le cadre du MSSM, associés aux partenaires *standard*. Tous les quarks gauches, tous les quarks droits, et leurs partenaires supersymétriques possèdent chacun trois configurations de couleur possibles.

particules *standard*		particules supersymétriques	
quarks gauches	q_L	*s*quarks "gauches"	$\tilde{q}_L$
quarks droits	q_R	*s*quarks "droits"	$\tilde{q}_R$
leptons gauches	l_L	*s*leptons "gauches"	$\tilde{l}_L$
leptons droits	l_R	*s*leptons "droits"	$\tilde{l}_R$
gluons	g	glu*ino*s	$\tilde{g}$
boson faible chargé	$W^{\pm}$	charg*ino*s	$\tilde{\chi}_{1,2}^{\pm}$
higgs chargé	$H^{\pm}$		
photon	γ	neutral*ino*s	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^{0}$
boson faible neutre	Z^0		
higgs neutres	$\begin{cases} h^0 \\ H^0 \\ A^0 \end{cases}$		

TAB. 1.3 – Les particules du MSSM.

Au total, le nombre de paramètres libres indépendants apparaissant lors de l'élaboration de ce modèle dans sa forme non contrainte est très élevé (124 paramètres[3]), ce qui le rend quasiment non prédictif. Il peut être amélioré par l'apport de contraintes données par les observations expérimentales, ou par son intégration dans une théorie supersymétrique incluant la gravitation (mSUGRA).

[3]La plupart de ces paramètres apparaissent en conséquence de l'introduction des termes de "brisure douce" dans le Lagrangien supersymétrique, cf. section 1.2.2.2.

1.2.2.2 Brisure douce de la Supersymétrie et brisure électro-faible

Il a été vu dans la section 1.2.1.1 que la Supersymétrie doit être brisée pour tenir compte de la non découverte de particules supersymétriques à ce jour. L'idée première pour briser la Supersymétrie est l'adaptation du mécanisme de Higgs (cf. section 1.1.3) au cadre supersymétrique. Cependant, dans le cadre du MSSM comme dans celui de toute autre théorie supersymétrique n'incluant pas la super-gravité, il est difficile de construire un modèle réaliste conforme aux observations expérimentales et au Modèle Standard, dans lequel la Supersymétrie est brisée spontanément par un mécanisme équivalent au mécanisme de Higgs [4].

Le choix se porte alors sur une brisure explicite de la Supersymétrie, en ajoutant au Lagrangien des termes non supersymétriques. Toute la subtilité de cette approche (dont le formalisme mathématique ne sera pas décrit ici) réside dans la volonté de ne pas perdre deux des avantages principaux de la Supersymétrie : le fait que cette théorie soit renormalisable et la résolution du problème de non-naturalité du Modèle Standard. Les termes de brisure ne doivent donc pas provoquer l'addition de divergences quadratiques à la masse du Higgs, sous peine d'amener des réglages fins indésirables des potentiels de Higgs. Les termes non supersymétriques (non invariants par une transformation du groupe de Supersymétrie) sont choisis pour n'amener que des divergences logarithmiques, ainsi ils ne brisent pas trop fortement la Supersymétrie, d'où le nom de **"brisure douce"**.

Outre le fait de ne pas impliquer de divergences quadratiques, ces termes de brisure douce doivent satisfaire les critères suivants :

- une "généralité" maximale des termes, de façon à minimiser leur nombre,
- le respect des invariances du Modèle Standard,
- la génération d'un spectre de masse distinct pour les particules supersymétriques, supérieur à celui des particules *standard*.

Les contributions supplémentaires au Lagrangien supersymétrique sont alors :

- des termes de masse pour les jaug*ino*s, les *s*fermions, et les bosons de Higgs,
- des termes d'interactions bilinéaires et trilinéaires entre les bosons de Higgs et les fermions scalaires (*s*fermions).

Ces termes, ajoutés de façon *ad hoc* dans le cadre d'une théorie ne tenant pas compte de la gravitation, apparaissent naturellement dans une théorie à

[4] Ceci est en revanche possible dans le cadre d'une théorie incluant la super-gravité (cf. section 1.2.3.2).

basse énergie de la supergravité, comme il sera vu dans la section 1.2.3.

Une fois la brisure douce de la Supersymétrie effectuée, le mécanisme de **brisure électro-faible** devient naturel car la valeur moyenne dans le vide d'un des doublets de Higgs devient négative à l'échelle de brisure électro-faible. Ce superchamp possède donc une symétrie brisée, et le mécanisme de Higgs peut alors être appliqué, donnant une masse aux particules *standard*, celle des particules supersymétriques étant acquise lors de la brisure douce.

1.2.2.3 R-Parité

Lors de l'élaboration du MSSM, une des difficultés majeures est l'apparition dans le Lagrangien de termes violant la conservation des nombres baryonique et leptoniques, qui impliqueraient un taux de désintégration du proton de plusieurs ordres de grandeur supérieur à la limite expérimentale actuelle (le temps de vie du proton est actuellement estimé, à 95% de niveau de confiance, supérieur à 1.6×10^{25} ans [1]). La solution à ce problème est apportée par l'idée d'une nouvelle symétrie discrète, associée à la conservation d'un nouveau nombre quantique, la **R-Parité** [18]. Ce nombre quantique est défini par

$$R = (-1)^{L+3B+2S}$$

où L est le nombre leptonique général, B le nombre baryonique et S le spin. Ce nombre quantique se conserve alors multiplicativement et distingue les particules *standard* (quarks et leptons, bosons de jauge et bosons de Higgs) de leur partenaire supersymétrique (*s*quarks et *s*leptons, jaug*ino*s et higgs*ino*s). En effet, ce nombre quantique vaut 1 pour les particules *standard* et -1 pour les partenaires supersymétriques.

La conservation de ce nouveau nombre quantique a plusieurs conséquences :

- les particules supersymétriques ne peuvent être produites que par paires, puisque produites par des particules *standard*, donc de R-Parité égale à 1.

- la désintégration d'une particule supersymétrique doit contenir un nombre impair de particules supersymétriques.

- la particule supersymétrique la plus légère (*Lighest Super Particle (LSP)*) doit être stable, puisque étant la plus légère elle ne peut se désintégrer en d'autres particules supersymétriques. (Elle devient alors un bon candidat à la matière noire.)

1.2.3 Le Modèle de SUperGRAvité *m*inimal (*m*SUGRA)

1.2.3.1 Principe du modèle

L'élaboration du modèle *m*SUGRA est basée sur deux idées principales :

- d'une part, **l'intégration de la gravitation** dans une théorie de champ décrivant l'ensemble de toutes les interactions. Pour cela le cadre supersymétrique est l'environnement idéal, car il permet la description des interactions électro-faible et forte dans un seul groupe de jauge. Dans les modèles supersymétriques n'incluant pas la gravitation, la Supersymétrie est une symétrie globale (ne dépendant pas du point de l'espace-temps où elle est appliquée). Si, dès lors, on considère la Supersymétrie comme une symétrie locale, l'intégration de la gravitation est possible. Cette hypothèse est traitée dans les modèles de **supergravité**.

- d'autre part, **l'immersion du MSSM** dans un tel modèle. Pour cela des hypothèses contraignantes sont appliquées au MSSM, imposant des conditions à l'échelle de grande unification ($\sim 10^{16}$ GeV). Le modèle ***m*SUGRA** (appelé aussi cMSSM ou *constrained MSSM*) ainsi conçu est alors l'approximation d'une théorie effective de supergravité à basse énergie (à l'échelle de la masse du Z^0).

1.2.3.2 Brisure de la supersymétrie

Dans les modèles actuels de supergravité, l'hypothèse principale est la brisure spontanée de la Supersymétrie dans un secteur "caché", à une échelle d'énergie de l'ordre de 10^{11} GeV, et sa transmission au secteur "visible" par interactions gravitationnelles. Le secteur "visible" comprend toutes les particules du MSSM, tandis que le secteur "caché" correspond à des particules interagissant très peu avec les particules visibles. Les secteurs caché et visible pourraient se constituer à l'échelle de Planck ($\sim 10^{19}$ GeV), où la constante de couplage gravitationnelle devient comparable aux constantes de couplage électromagnétique, faible, et forte.

Lors du mécanisme de brisure spontanée de la Supersymétrie, le gravit*ino*, partenaire supersymétrique du graviton, acquiert une masse de l'ordre de l'échelle électro-faible. L'information sur la brisure supersymétrique se transmet par interactions gravitationnelles à l'échelle électro-faible, et se traduit par des termes de brisure douce dans le Lagrangien supersymétrique. Ainsi, un modèle considérant la brisure spontanée de la Supersymétrie dans un secteur caché et sa transmission par interactions gravitationnelles dans le secteur visible, est équivalent à un modèle sans gravitation et des termes de brisure

douce ajoutés “à la main”.

De plus l'évolution dynamique depuis l'échelle de brisure supersymétrique jusqu'à l'échelle électro-faible peut engendrer la déformation du potentiel de Higgs et par conséquent la brisure électro-faible (cf. section 1.1.3).

1.2.3.3 Paramètres de mSUGRA

L'immersion du MSSM dans un modèle de supergravité aboutit à des conditions imposées à l'échelle de grande unification. Ces conditions traduisent différentes unifications :

- les constantes de couplage électromagnétique, faible et forte,
- les masses des jaug*ino*s à une masse $m_{1/2}$,
- les masses des *s*fermions et des bosons de Higgs à une masse m_0,
- les couplages trilinéaires à une valeur A_0.

Deux autres paramètres interviennent à l'échelle de grande unification, le paramètre de masse μ du higgs*ino* et le couplage bilinéraire B. Cependant, la réalisation de la brisure électro-faible implique le remplacement à l'échelle électro-faible de ces deux paramètres par le signe de μ et $\tan\beta$, rapport des valeurs moyennes dans le vide des deux doublets de Higgs.

Au total le modèle mSUGRA est donc entièrement décrit par cinq paramètres libres : m_0, $m_{1/2}$, A_0, $\tan\beta$ et sign μ, auxquels il faut ajouter les 18 paramètres libres du Modèle Standard.

1.3 Phénoménologie

Cette partie s'appuie sur les références [17], [20] et [21].

1.3.1 Spectre de masses

1.3.1.1 *s*fermions

Les *s*fermions ont tous la même masse m_0 à l'échelle de grande unification. Les corrections radiatives déterminent l'évolution de leurs masses jusqu'à l'échelle électro-faible. Les ***s*quarks**, participant à l'interaction forte, subissent des corrections radiatives positives plus importantes que les ***s*leptons** et par conséquent acquièrent une masse plus élevée. D'autre part, en règle générale, les corrections radiatives amènent les superpartenaires de fermions de chiralité droite ($\tilde{f}_R$) à être plus légers que leurs homologues, superpartenaires de fermions de chiralité gauche ($\tilde{f}_L$) [20].

Après la brisure électro-faible, les particules supersymétriques se mélangent pour aboutir aux états propres de masses. En particulier, ce mélange affecte tous les *s*fermions, et dépend considérablement de la masse des particules *standard* associées. Ainsi, il devient négligeable pour les deux premières familles de squarks et peut devenir très important pour la troisième, en fonction du jeu de paramètres choisis.

Les masses des *s*quarks de la première et de la deuxième famille sont dégénérées :

$$m_{\tilde{u}_L} \sim m_{\tilde{u}_R} \sim m_{\tilde{d}_L} \sim m_{\tilde{d}_R} \sim m_{\tilde{c}_L} \sim m_{\tilde{c}_R} \sim m_{\tilde{s}_L} \sim m_{\tilde{s}_R}$$

En revanche la troisième famille de *s*quarks n'est pas dégénérée et subit des mélanges importants. En effet, les mélanges sont les plus importants pour les masses des partenaires *standard* les plus élevées, ainsi les *s*tops subissent le plus fort mélange : $\tilde{t}_R$ et $\tilde{t}_L$ se mélangent et aboutissent à $\tilde{t}_1$ et $\tilde{t}_2$ (par convention le numéro 1 est le plus léger). Pour les *s*bottoms, $\tilde{b}_R$ et $\tilde{b}_L$ se mélangent pour donner $\tilde{b}_1$ et $\tilde{b}_2$ (même convention de masse) ; leur mélange, et ainsi la différence de masse entre $\tilde{b}_1$ et $\tilde{b}_2$, devient élevé si le paramètre $\tan\beta$ est grand. Par exemple, pour les paramètres $m_0 = 200$, $m_{1/2} = 100$, $A_0 = 0$ et $\mu < 0$, alors $m_{\tilde{b}_1} = 261$ GeV pour $\tan\beta = 2$, et $m_{\tilde{b}_1} = 171$ GeV pour $\tan\beta = 50$.

Pour les *s*leptons, les superpartenaires des leptons de chiralités droite et gauche ne sont pas dégénérés et ne se mélangent pas pour les deux premières familles : $m_{\tilde{e}_L} \neq m_{\tilde{e}_R}$, $m_{\tilde{\mu}_L} \neq m_{\tilde{\mu}_R}$. Par contre, pour chacune de ces composantes de chiralité les première et deuxième familles sont dégénérées : $m_{\tilde{e}_L} = m_{\tilde{\mu}_L}$, $m_{\tilde{e}_R} = m_{\tilde{\mu}_R}$. Pour les *s*taus, le mélange peut être important à grand $\tan\beta$ et aboutit à $\tilde{\tau}_1$ et $\tilde{\tau}_2$.

1.3.1.2 jaug*ino*s et bosons de Higgs

Les neutral*ino*s et charg*ino*s sont les résultats des mélanges des jaug*ino*s $\tilde{Z}$, $\tilde{\gamma}$, $\tilde{W}^{\pm}$ et des higgs*ino*s. En règle générale dans le modèle mSUGRA, ils respectent les relations suivantes :

$$m_{\tilde{\chi}_2^0} \sim m_{\tilde{\chi}_1^{\pm}} \sim 2m_{\tilde{\chi}_1^0} \sim 0.8m_{1/2}$$
$$m_{\tilde{\chi}_3^0} \sim m_{\tilde{\chi}_4^0} \sim m_{\tilde{\chi}_2^{\pm}}$$

Pour un très large domaine de l'espace paramétrique mSUGRA, la particule supersymétrique la plus légère (LSP) est le premier neutralino ($\tilde{\chi}_1^0$).

Dans le domaine des Higgs, h^0 est le plus léger, les autres bosons de Higgs (A^0, H^0 *et* $H^{\pm}$) ont des masses généralement beaucoup plus importantes mais peu différentes entre elles.

La figure 1.3 montre l'aspect général du spectre des masses dans mSUGRA. Cependant, le jeu des paramètres peut modifier ce diagramme de façon importante. Par exemple, choisir m_0 très petit peut diminuer le spectre des *s*quarks, *s*leptons, et bosons de Higgs par rapport à celui des neutral*ino*s, charg*ino*s et glu*ino*s.

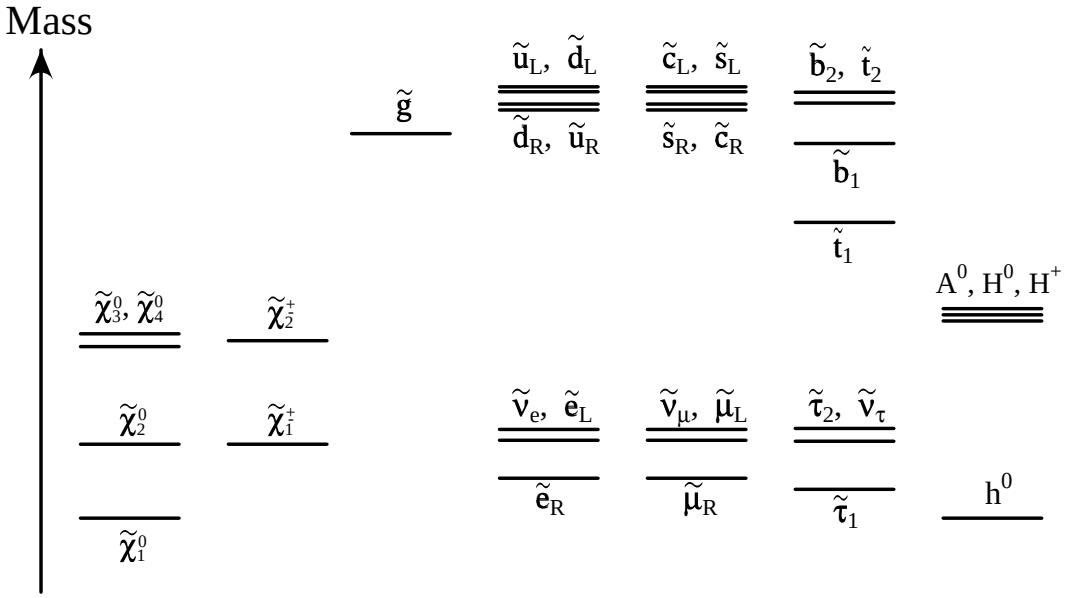

FIG. 1.3 – Spectre de masse général dans mSUGRA.

1.3.2 Productions

Auprès des collisionneurs hadroniques, et en particulier auprès du Tevatron où se percutent protons et antiprotons (cf. chapitre 2), les productions dominantes concernent les particules supersymétriques participant à l'interaction forte : *s*quarks et glu*ino*s.

- les **paires de glu*ino*s** sont produites par annihilation de quarks (cf. figure 1.4) :
  $q + \bar{q} \rightarrow \tilde{g} + \tilde{g}$

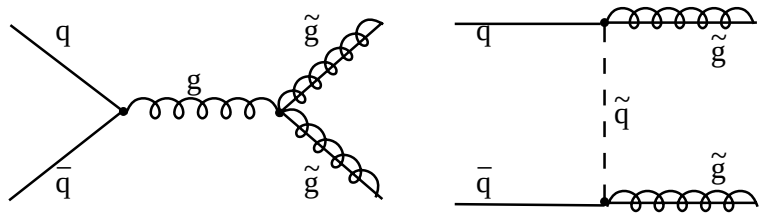

FIG. 1.4 – Exemples de création de paires de glu*ino*s par annihilation de quarks.

ou par fusion de gluons (cf. figure 1.5) :
$g + g \rightarrow \tilde{g} + \tilde{g}$

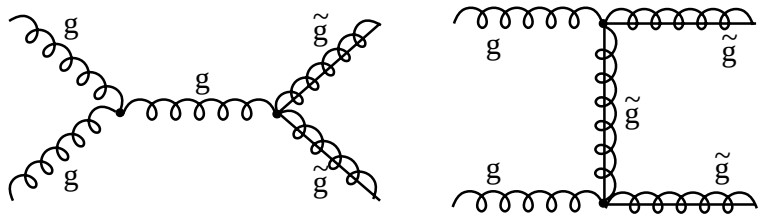

FIG. 1.5 – Exemples de création de paires de glu*ino*s par fusion de gluons.

- les **paires de *s*quarks** sont produites par annihilation $q\bar{q}$ (cf. figure 1.6) :
  $q + \bar{q} \rightarrow \tilde{q}^{(')}_{L,R} + \bar{\tilde{q}}^{(')}_{L,R}$

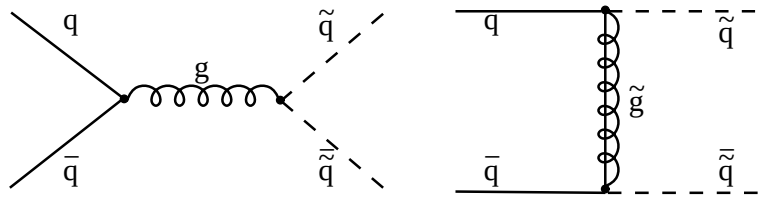

FIG. 1.6 – Exemples de création de paires de *s*quarks par annihilation de quarks.

ou par fusion de gluons (cf. figure 1.7) :
$g \ + \ g \ \ \rightarrow \ \tilde{q}_{L,R} + \bar{\tilde{q}}_{L,R}$

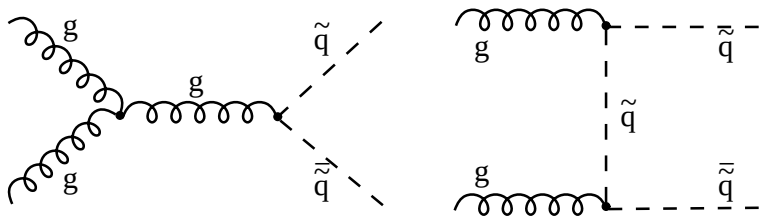

FIG. 1.7 – Exemples de création de paires de *s*quarks par fusion de gluons.

- la production associée d'un ***s*quark** et d'un **glu***ino* apparaît de la façon suivante :
  $q(\bar{q}) \ \rightarrow \ \tilde{g} \ + \tilde{q}_{L,R}(\bar{\tilde{q}}_{L,R})$

Les processus suivants dans lesquels intervient l'interaction faible se manifestent avec des probabilités moindres :

- la production associée d'un **glu***ino* ou d'un ***s*quark** avec un **jaug***ino* par les réactions :
  $q \ + \bar{q}^{(\prime)} \rightarrow \ \tilde{g} \ \ \ + \tilde{\chi}_i^0(\tilde{\chi}_j^{\pm})$
  $q \ + \ g \ \ \rightarrow \ \tilde{q}_{L,R} + \tilde{\chi}_i^0(\tilde{\chi}_j^{\pm})$
- la production de **paires de jaug***ino***s** par les réactions :
  $q \ + \bar{q} \ \ \rightarrow \ \tilde{\chi}_i^+ \ \ + \tilde{\chi}_j^-$
  $q \ + \bar{q} \ \ \rightarrow \ \tilde{\chi}_i^0 \ \ + \tilde{\chi}_j^0$
  $q \ + \bar{q}' \ \rightarrow \ \tilde{\chi}_i^{\pm} \ + \tilde{\chi}_j^0$
- la production de **paires de *s*leptons** par les réactions :
  $q \ + \bar{q}' \ \rightarrow \ \tilde{l}_L^{\pm} \ \ + \tilde{\nu}_L$
  $q \ + \bar{q} \ \ \rightarrow \ \tilde{l}_{L,R}^+ + \tilde{l}_{L,R}^-$
  $q \ + \bar{q} \ \ \rightarrow \ \tilde{\nu}_L \ \ + \bar{\tilde{\nu}}_L$

Le *s*bottom, et en particulier le *s*bottom le plus léger $\tilde{b}_1$, peut donc apparaître soit directement via les processus de production de *s*quarks décrits précédemment (par paires ou en association avec une autre particule supersymétrique, comme le gluino par exemple), soit par désintégrations d'autres *s*quarks ou de glu*ino*s si ceux-ci sont plus lourds.

1.3.3 Désintégrations

1.3.3.1 Processus de désintégration des particules supersymétriques

Ces processus sont décrits dans le cadre mSUGRA avec conservation de la R-Parité. De plus, les paramètres libres sont choisis pour que la LSP soit le $\tilde{\chi}_1^0$.

$s$quarks et gluinos

- Dans le cas où les $s$quarks ont une masse plus élevée que les gluinos, la production de gluinos est dominante et ils se désintègrent de la façon suivante :
$$\begin{aligned} \tilde{g} &\rightarrow q\bar{q} + \tilde{\chi}_i^0 \\ &\rightarrow q\bar{q}' + \tilde{\chi}_i^{\pm} \end{aligned}$$

- Dans le cas contraire, la production de $s$quarks est dominante et ils se désintègrent de la façon suivante :
$$\begin{aligned} \tilde{q}_{L,R} &\rightarrow q_{L,R} + \tilde{\chi}_i^0 \\ \tilde{q}_L &\rightarrow q' + \tilde{\chi}_i^{\pm} \end{aligned}$$

neutralinos et charginos

- Si les neutralinos et charginos sont très lourds ils peuvent se désintégrer en bosons $W^{\pm}$, Z^0 ou bosons de Higgs :
$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_i^0 &\rightarrow \tilde{\chi}_j^0 + (Z^0 \; ou \; h^0 \; ou \; A^0 \; ou \; H^0) \\ &\rightarrow \tilde{\chi}_j^{\pm} + (W^{\pm} \; ou \; H^{\pm}) \\ \tilde{\chi}_i^{\pm} &\rightarrow \tilde{\chi}_j^0 + (W^{\pm} \; ou \; H^{\pm}) \\ &\rightarrow \tilde{\chi}_j^{\pm} + (Z^0 \; ou \; h^0 \; ou \; A^0 \; ou \; H^0) \end{aligned}$$

- Dans le cas où ces modes de désintégrations ne sont pas accessibles, les désintégrations à 3 corps apparaissent :
$$\begin{aligned} \tilde{\chi}_i^0 &\rightarrow l^+l^- + \tilde{\chi}_j^0 \\ &\rightarrow q\bar{q} + \tilde{\chi}_j^0 \\ &\rightarrow l^{\pm}\nu(\bar{\nu}) + \tilde{\chi}_j^{\pm} \\ &\rightarrow q\bar{q}' + \tilde{\chi}_j^{\pm} \\ \tilde{\chi}_i^{\pm} &\rightarrow l^{\pm}\nu(\bar{\nu}) + \tilde{\chi}_j^0 \\ &\rightarrow q\bar{q}' + \tilde{\chi}_j^0 \\ &\rightarrow l^+l^- + \tilde{\chi}_j^{\pm} \\ &\rightarrow q\bar{q} + \tilde{\chi}_j^{\pm} \end{aligned}$$

$s$leptons

Les désintégrations des $s$leptons sont les suivantes :
$$\begin{aligned} \tilde{l}_{L,R}^{\pm} &\rightarrow l^{\pm} + \tilde{\chi}_i^0 \\ \tilde{l}_L^{\pm} &\rightarrow \nu + \tilde{\chi}_i^{\pm} \\ \tilde{\nu}_L &\rightarrow \nu + \tilde{\chi}_i^0 \\ \tilde{\nu}_L &\rightarrow l^{\pm} + \tilde{\chi}_i^{\pm} \end{aligned}$$

1.3.3.2 $\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_2^0 b$ versus $\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_1^0 b$

La majorité des études sur le $\tilde{b}_1$ (le plus léger des *s*bottoms) considèrent l'hypothèse de la voie de désintégration directe en LSP $\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_1^0 b$, avec un rapport de branchement égal à 100%. Cependant, pour de nombreux points de l'espace paramétrique mSUGRA où elle est possible, la désintégration $\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_2^0 b$ présente un rapport de branchement supérieur à celui de la désintégration directe. Ceci peut être illustré grâce à un balayage de l'espace paramétrique mSUGRA [22], utilisant les générateurs *Isajet* [57] et *Pythia* [56] et permettant, pour chaque point de l'espace paramétrique mSUGRA choisi, l'accès aux informations sur les sections efficaces de production, les masses et rapports de branchement des particules supersymétriques. Les paramètres choisis pour ce balayage prennent les valeurs suivantes :

- m_0 : de 50 à 500 GeV par pas de 50 GeV ;
- $m_{1/2}$: de 50 à 250 GeV par pas de 25 GeV ;
- A_0 : -500, 0, 500 ;
- $\tan\beta$: 2, 3, 10, 20, 30, 40, 50 ;
- signμ : ± 1.

Le Run II du Tevatron (cf. chapitre 2) devrait atteindre une luminosité annuelle de 1 fb^{-1}. Afin que la quantité d'événements de signal soit suffisante pour l'analyse, seuls sont étudiés les points de l'espace mSUGRA permettant la production d'au moins 10 $\tilde{b}_1$ par an. Sachant que

$$N_{\tilde{b}_1} = \sigma_{\tilde{b}_1} \times \mathcal{L}$$

où $N_{\tilde{b}_1}$ est le nombre d'événements produits avec au moins un $\tilde{b}_1$, $\sigma_{\tilde{b}_1}$ la section efficace d'un tel processus et $\mathcal{L}$ la luminosité délivrée par le Tevatron, seuls les points donnant $\sigma_{\tilde{b}_1} \geq 10$ fb sont considérés. Pour ces points, la désintégration $\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_2^0 b$ est toujours cinématiquemenent possible, car $m_{\tilde{b}_1} > m_{\tilde{\chi}_2^0} + m_b > m_{\tilde{\chi}_1^0} + m_b$. Seuls 3.5% de ces points présentent un rapport de branchement pour $\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_1^0 b$ plus important que celui pour $\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_2^0 b$. Les paramètres de ces points sont les suivants :

$$m_0 \leq 350\,;\ m_{1/2} \leq 100\,;\ A_0 = 0,\ 500\,;\ \tan\beta \leq 10\,;\ \text{sign}\mu = +1.$$

Il semble donc que la désintégration $\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_2^0 b$, quand elle est possible, soit toujours favorisée par rapport à la désintégration $\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_1^0 b$, sauf quelquefois pour des petits m_0, $m_{1/2}$, $\tan\beta$, ainsi que pour signμ positif. De plus, même dans les cas où la désintégration $\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_1^0 b$ est favorisée, alors $BR(\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_2^0 b)/BR(\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_1^0 b) \geq 43,4\%$. La désintégration $\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_2^0 b$ n'est ainsi jamais négligeable.

La désintégration $\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_2^0 b$ doit donc être considérée avec attention pour les points de l'espace paramétrique mSUGRA où elle est possible. Ceci a motivé le choix du sujet de l'analyse effectuée dans cette thèse.

1.3.4 Etudes sur le *s*bottom

Depuis plus de dix ans, la Supersymétrie, et en particulier le modèle contraint mSUGRA, ont fait l'objet de nombreuses recherches dans les expériences auprès des collisionneurs LEP (collisions e^+e^-), HERA (collisions $e^{\pm}p$) et Tevatron (collisions $p\bar{p}$). Dans le cadre du modèle mSUGRA avec conservation de la R-Parité, les résultats récents proviennent des recherches directes et indirectes au LEP et au Tevatron. Les études du *s*bottom dans sa désintégration directe en $\tilde{\chi}_1^0+b$ ont été menées par les expériences DØ ($\mathcal{L} = 7.4$ pb^{-1}, $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, [25]), CDF ($\mathcal{L} = 88$ pb^{-1}, $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, [26]), et les quatre expériences du LEP (ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, $\mathcal{L} \sim 430$ pb^{-1} par expérience, $\sqrt{s} = 183 \rightarrow 208$ GeV, [27]).

La figure 1.8 illustre les résultats obtenus par l'expérience CDF et les résultats préliminaires combinés du LEP. Le contour d'exclusion obtenu par l'expérience DØ, utilisant une faible luminosité, est situé à l'intérieur du contour d'exclusion obtenu par l'expérience CDF et n'est pas représenté ici.

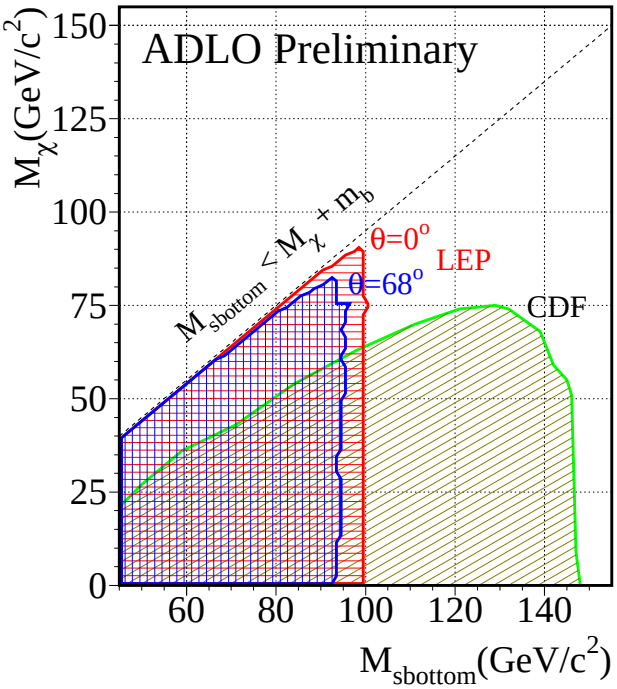

FIG. 1.8 – Contours d'exclusion à 95% de niveau de confiance dans le plan des masses du $\tilde{\chi}_1^0$ et du *s*bottom. Sont représentés les résultats préliminaires du LEP[27] pour les cas où le mélange entre $\tilde{b}_L$ et $\tilde{b}_R$ est minimum ($\theta = 0°$) et maximum ($\theta = 68°$), et les résultats de CDF [26].

1.3.5 Contraintes sur le modèle mSUGRA

Les résultats préliminaires du LEP contraignent très fortement les paramètres du modèle supersymétrique mSUGRA. Ces contraintes sont obtenues par la combinaison de nombreuses analyses des quatre expériences du LEP. Celles-ci concernent [28] :

- la recherche de particules supersymétriques produites par paires : $\tilde{e}$, $\tilde{\tau}$, $\tilde{\chi}_1^{\pm}$,
- la recherche du higgs neutre scalaire le plus léger, h^0, produit par le processus $e^+e^- \to h^0 Z^0$,
- les conséquences des résultats obtenus dans le domaine de la physique électro-faible.

Ces études ont abouti aux contours d'exclusion à 95% de niveau de confiance dans le plan des paramètres $(m_0, m_{1/2})$, illustrés par la figure 1.9 pour sign μ=+1 et la figure 1.10 pour sign μ=-1. Les limites inférieures sur la masse de la particule supersymétrique la plus légère (LSP) sont déduites à partir des limites précédentes, et illustrées par la figure 1.11 en fonction de $\tan\beta$.

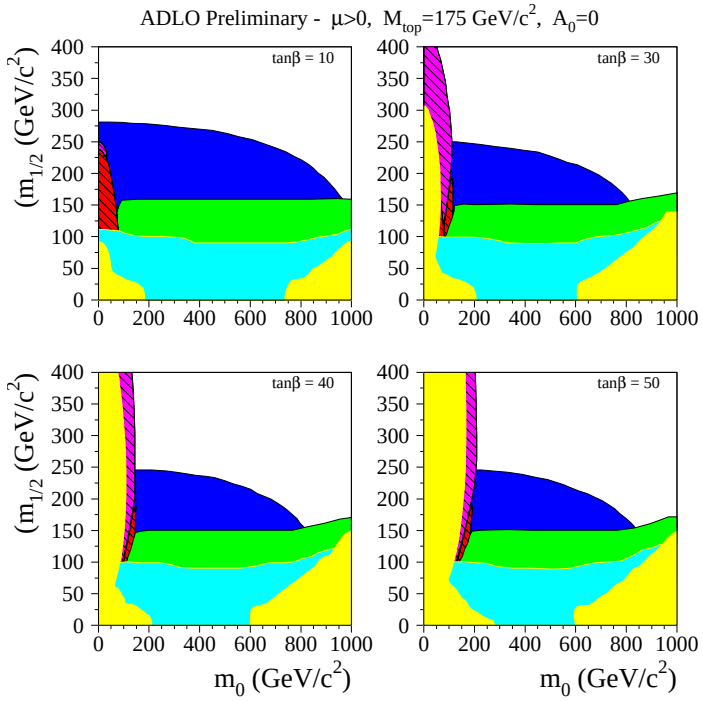

FIG. 1.9 – Contours d'exclusion du LEP à 95% de niveau de confiance dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ pour $A_0 = 0$, sign μ=+1, et $\tan\beta = 10,\ 30,\ 40,\ 50$. Sont exclues les régions colorées [28].

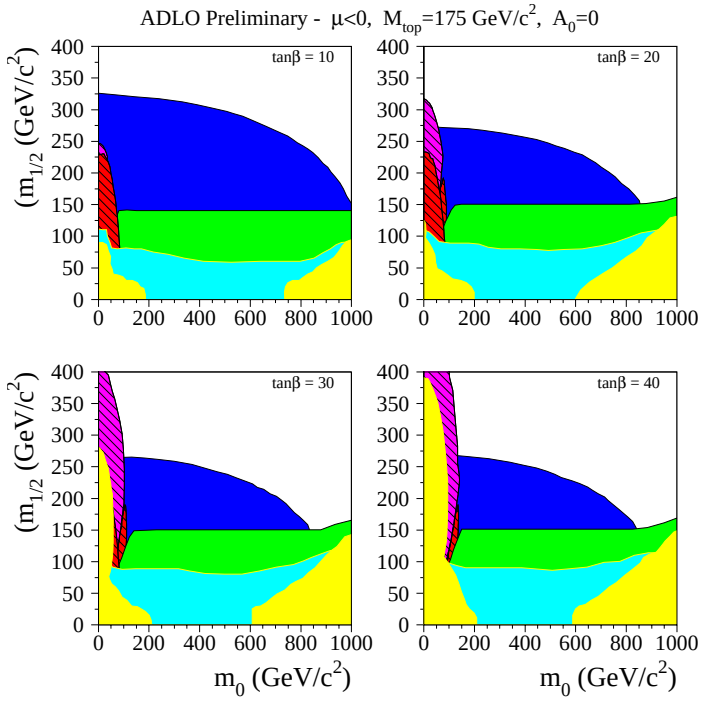

FIG. 1.10 – Contours d'exclusion du LEP à 95% de niveau de confiance dans le plan $(m_0, m_{1/2})$ pour $A_0 = 0$, sign μ=-1, et $\tan\beta = 10,\ 20,\ 30,\ 40$. Sont exclues les régions colorées [28].

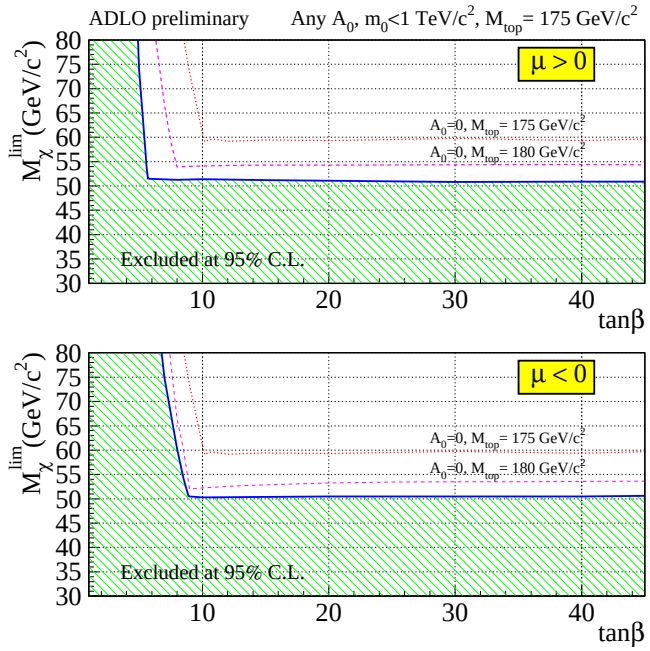

FIG. 1.11 – Limites inférieures du LEP à 95% de niveau de confiance sur la masse de la particule supersymétrique la plus légère (LSP) en fonction de $\tan\beta$ [28].

1.3.6 Perspectives pour la recherche du *s*bottom au Tevatron

Démarré en Avril 2001, le Run II du collisionneur protons - antiprotons Tevatron permet d'atteindre une énergie dans le centre de masse égale à 1.96 TeV. A chacune des expériences DØ et CDF sera délivrée une luminosité intégrée de 4 fb^{-1} à la fin du Run IIa, prévue pour 2005, et de 15 fb^{-1} pendant le Run II b, initialement prévu jusqu'en 2007, mais qui pourrait se poursuivre jusqu'a ce que le Tevatron ne soit plus compétitif avec le LHC. Les descriptions détaillées du Tevatron et de l'expérience DØ font l'objet du chapitre suivant.

Si l'on suppose la désintégration unique du $\tilde{b}_1$ en b + $\tilde{\chi}_1^0$, les résultats des estimations de sensibilité pour la découverte du $\tilde{b}_1$ sont illustrés par la figure 1.12 [21].

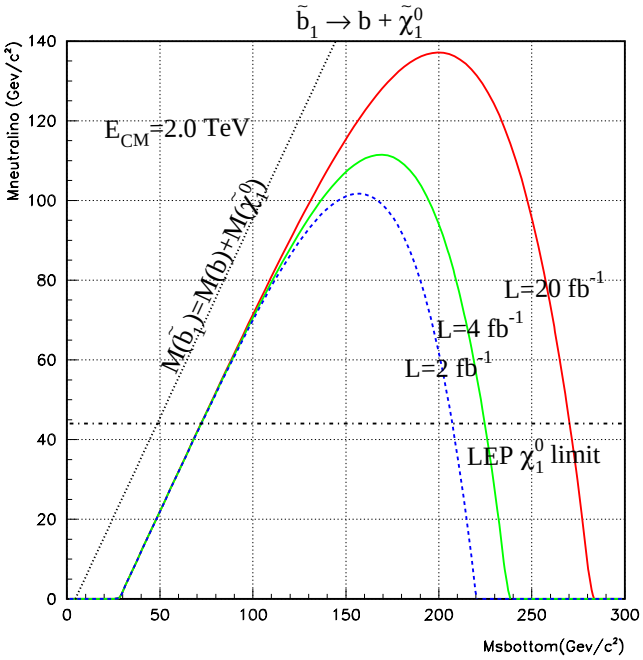

FIG. 1.12 – Représentation dans le plan $m_{\chi_1^0}, m_{\tilde{b}_1}$ de la sensibilité du Tevatron pour la découverte du $\tilde{b}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0$. La limite du LEP sur la masse du $\tilde{\chi}_1^0$ est indiquée. Pour les luminosités intégrées égales à 2, 4 ou 20 fb^{-1}, tous les points à l'intérieur des contours correspondants pourraient être découverts.

La découverte à 5σ du $\tilde{b}_1$ pourrait ainsi être réalisable pour des masses du $\tilde{b}_1$ jusqu'à 225 GeV pour le Run IIa et 240 GeV pour le Run IIb. Si la désintégration en $\tilde{\chi}_2^0 + b$ est autorisée, ces estimations peuvent être dégradées d'une valeur maximale de 40 GeV [21]. Cette dégradation provient des différents

modes de désintégrations possibles du $\tilde{\chi}_2^0$. En effet, si le $\tilde{\chi}_2^0$ se désintègre majoritairement de façon leptonique, les bruits de fond sont peu nombreux et réductibles (cf. chapitres 4 et 6), et le potentiel de découverte peut être amélioré par rapport au cas de la désintégration directe seule. De même pour le cas d'une désintégration majoritaire $\tilde{\chi}_2^0 \to b\bar{b}\tilde{\chi}_1^0$, où l'étiquetage des jets issus des quarks b peut rejeter efficacement les bruits de fond. En revanche, si le $\tilde{\chi}_2^0$ se désintègre majoritairement en quarks légers, les bruits de fond sont difficilement réductibles. C'est dans ce cas que la dégradation du potentiel de découverte du $\tilde{b}_1$ est la plus élevée.

L'étude choisie pour cette thèse est la recherche du *s*bottom dans sa désintégration en cascade via un $\tilde{\chi}_2^0$, dans l'intention de compléter les analyses antécédentes ne considérant que la désintégration directe du *s*bottom en $\tilde{\chi}_1^0 + b$. De plus, le $\tilde{\chi}_2^0$ est étudié dans sa désintégration en $e^+e^-\tilde{\chi}_1^0$. Ainsi, pour la topologie du signal considéré, les bruits de fond des processus Modèle Standard sont relativement faibles. Le signal et les bruits de fond seront décrits en détails dans le chapitre 4. En amont de cette étude, le cadre expérimental fait l'objet du chapitre suivant.

1.4 Résumé

Le **Modèle Standard** de la physique des particules a connu des succès considérables grâce à ses prédictions et descriptions des particules et de leurs interactions. Cependant, il reste insuffisant et apparaît comme un modèle effectif à nos échelles d'énergie.

La **Supersymétrie**, théorie introduisant une nouvelle symétrie reliant bosons et fermions et associant à chaque particule un partenaire supersymétrique, représente l'une des extensions possibles, résolvant de nombreuses questions laissées ouvertes par le Modèle Standard.

Le **Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM)** correspond à l'extension la plus proche du Modèle Standard, introduisant un nombre minimal de partenaires supersymétriques. Il comprend néanmoins trop de paramètres pour être prédictif. Le modèle *m***SUGRA** résulte de l'introduction de la gravitation dans la théorie supersymétrique et de l'immersion du MSSM dans un tel cadre. Cinq paramètres libres le décrivent.

L'analyse se place dans ce cadre et consiste en la recherche d'une des particules supersymétriques, le *s***bottom** le plus léger, dans sa désintégration en cascade via un $\tilde{\chi}_2^0$. Le nouveau Run du Tevatron accroît considérablement le potentiel de recherche du *s*bottom.

Chapitre 2

Cadre expérimental

Ce chapitre définit le cadre expérimental de cette thèse, en décrivant le complexe d'accélération et le détecteur. La première partie expose les différentes étapes réalisées sur les protons et les antiprotons, de leur création jusqu'à la collision des faisceaux dans le Tevatron. La seconde partie détaille la détection des particules émises lors de la collision proton-antiproton, par la description de chaque élément du détecteur DØ. L'accent est mis sur les composantes du détecteur qui seront exploitées pour l'analyse, et une attention particulière est apportée au détecteur de vertex (*Silicon Microstrip Tracker SMT*), pour lequel j'ai participé à la phase de mise en fonctionnement. Le système de déclenchement et quelques éléments de calcul de la luminosité sont également exposés dans la deuxième section. Enfin, la dernière partie traite des différentes étapes de simulation d'événements Monte-Carlo.

2.1 Complexe d'accélération

2.1.1 Caractéristiques générales

Le complexe d'accélération utilisé par l'expérience DØ est situé à FNAL (Fermi National Accelerator Laboratory) [29], dans la banlieue Ouest de Chicago. Le principal élément de ce complexe est le collisionneur protons-antiprotons appelé Tevatron, anneau circulaire dont le rayon atteint 1 km. Durant la période de 1992 à 1996, appelée Run I, le collisionneur a délivré à chacune des deux expériences DØ et CDF une luminosité égale à 140 pb^{-1}, avec une énergie dans le centre de masse de 1.8 TeV. De nombreux résultats ont été produits lors du Run I, avec en point d'orgue la découverte du quark top en 1995 [30, 31].

La période transitoire entre la fin du Run I et le Run II, débuté en avril 2001, a permis d'importantes améliorations du complexe d'accélération. En effet, l'énergie au centre de masse est maintenant égale à 1.96 TeV et la luminosité intégrée devrait atteindre 4 fb^{-1} à la fin du Run IIa, prévue pour l'année 2005, et 15 fb^{-1} pendant le Run II b, dont la fin est encore indéterminée.

2.1.2 Création et accélération des protons

Le faisceau de protons est créé puis accéléré de la façon suivante [32, 33] :

- Tout d'abord, des ions H^- sont obtenus à partir d'atomes d'hydrogène placés dans un champ électrique. L'énergie des ions est égale à 25 keV.

- Les ions H^- sont alors accélérés jusqu'à 750 keV par un accélérateur **Cockcroft-Walton**, générateur de haute tension continue.

- Le faisceau de H^- est ensuite injecté dans le **Linac**, accélérateur linéaire d'un longueur égale à 130 m, dont les cavités radio-fréquence permettent au faisceau d'atteindre une énergie de 400 MeV.

- Une fois cette énergie atteinte, le faisceau de H^- est envoyé sur une feuille de Carbone, créant ainsi un faisceau de protons. Celui-ci est injecté dans le **Booster**, synchrotron de circonférence égale à 475 m, dont les cavités radio-fréquence et les champs magnétiques permettent l'accélération du faisceau de protons jusqu'à 8 GeV. Le gain d'énergie étant de $\sim$ 500 keV par tour, $\sim$ 16000 tours sont nécessaires pour atteindre 8 GeV.

- Le faisceau de protons est alors envoyé dans l'injecteur principal (**Main**

Injector) [34]. Ce nouvel anneau dont le rayon atteint 0.5 km, construit dans un tunnel tangent au Tevatron, constitue l'une des améliorations majeures du Run II. Ses performances sont doublées par rapport à l'ancien injecteur du Run I (**Main Ring**), qui était placé dans le même tunnel que le Tevatron et traversait une région du calorimètre hadronique de DØ.

Ce nouveau synchroton assure plusieurs rôles essentiels dans la chaîne d'accélération :

- le regroupement des protons issus du Booster par paquets de 3.10^{11} et leur accélération jusqu'à une énergie de 150 GeV,
- le regroupement de certains des protons par paquets de 5.10^{12}, puis leur accélération jusqu'à une énergie de 120 GeV, les faisceaux ainsi obtenus étant utilisés pour la production des antiprotons et pour les expériences sur cible fixe,
- le regroupement des antiprotons issus de **l'accumulateur** (cf. section 2.1.3.3) par paquets de 7.10^{10} puis leur accélération jusqu'à 150 GeV,
- l'injection dans le Tevatron des faisceaux de protons et d'antiprotons à 150 GeV.

2.1.3 Création et accélération des antiprotons

Trois phases principales sont nécessaires à la création d'un faisceau d'antiprotons de 8 GeV : elles utilisent la **station cible**, le **Debuncher**, puis **l'accumulateur** [35, 36]. A la sortie de l'accumulateur, le faisceau d'antiprotons de 8 GeV est envoyé dans l'injecteur principal.

2.1.3.1 La station cible

Le faisceau de protons à 120 GeV issu du **Main Injector** est envoyé sur une cible fixe en Nickel d'épaisseur 7 cm. Parmi les nombreuses particules produites par ces collisions se trouvent des antiprotons. L'énergie du faisceau de protons et les caractéristiques de la cible sont choisies pour optimiser la production d'antiprotons à une énergie moyenne de 8 GeV. Néanmoins, $\sim$ 1 million de protons sont nécessaires à la création d'un seul antiproton. De plus, ceux-ci sont mélangés aux autres particules produites et possèdent une très grande dispersion en énergie et en direction. Toutes les particules produites sont alors focalisées par une lentille magnétique au Lithium, puis les antiprotons sont sélectionnés par un aimant dipolaire jouant le rôle d'un spectromètre de charge et de masse. Cette première étape est illustrée par la figure 2.1.

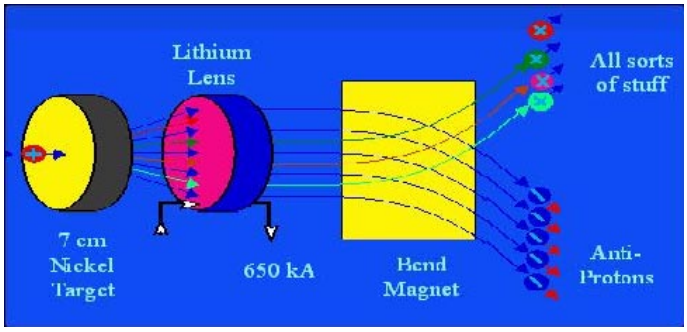

FIG. 2.1 – Schéma de la station cible.

2.1.3.2 Le Debuncher

A l'issue de la station source, les antiprotons sont regroupés en paquets (puisque créés à l'aide de protons arrivant sur la cible en paquets) d'une énergie moyenne égale à 8 GeV. Cependant la dispersion des antiprotons en énergie et en direction dans ces paquets est telle qu'il est impossible de les utiliser directement pour créer un faisceau. Le **Debuncher** est un accélérateur de forme triangulaire dont le but est la réduction de cette dispersion. Pour cela, deux méthodes sont utilisées :

- La première méthode utilise une cavité radio-fréquence pour diminuer la dispersion en énergie. En effet, dans le Debuncher, les antiprotons de plus grande énergie circulent à l'extérieur tandis que les antiprotons de plus petite énergie circulent à l'intérieur. Les antiprotons de plus petite énergie atteignent alors la cavité radio-fréquence en premier. Ainsi, les différentes phases RF "vues" par les antiprotons de différentes énergies permettent une accélération pour ceux de plus petite énergie et une décélération pour ceux de plus grande énergie. A la suite de nombreuses itérations la dispersion en énergie diminue et la dispersion en temps augmente, les antiprotons deviennent alors un faisceau continu d'énergie égale à 8 GeV.

- La deuxième méthode est le refroidissement stochastique[1], dont le principe est une correction du faisceau par rétroaction. Pour cela, la dispersion du signal en position et énergie est mesurée en un point de l'anneau. Cette mesure est ensuite utilisée pour piloter des électrodes correctrices situées plus loin dans le parcours du faisceau.

[1]La méthode de refroidissement stochastique a été inventée par S. van der Meer, prix Nobel de physique en 1984.

2.1.3.3 L'accumulateur

A la sortie du Debuncher le faisceau d'antiprotons est injecté dans **l'accumulateur**, anneau triangulaire construit dans le même tunnel que le Debuncher. Son rôle est de stocker les antiprotons et de les grouper à nouveau en paquets avant leur envoi dans l'injecteur principal. Des cavités radio-fréquence ainsi qu'un refroidissement stochastique permettent la minimisation de la taille transverse du faisceau et la conservation de l'énergie à 8 GeV.

2.1.4 Le Tevatron

Le Tevatron est le premier synchrotron utilisant la supraconductivité [37, 38]. Il permet d'accélérer les faisceaux de protons et d'antiprotons issus de l'injecteur principal de 150 à 980 GeV. Pour cela, 772 aimants supraconducteurs sont refroidis à 4.3 K par de l'Hélium liquide et produisent un champ maximal de 4.3 T, pour une intensité maximale de 4350 A. 180 quadrupôles et 8 cavités radio-fréquence sont également placés dans le Tevatron. Les faisceaux sont formés de 36 paquets de protons et de 36 paquets d'antiprotons, répartis dans l'anneau en trois "superpaquets" séparés de 2.6 μs, chacun des "superpaquets" contenant 12 paquets séparés de 396 ns. Les faisceaux circulent en sens inverse et se croisent au niveau des deux détecteurs CDF et DØ. La durée de vie des faisceaux lors d'un cycle de collisions est de 12 à 14 heures. Les caractéristiques des faisceaux pour le Run I et les prévisions pour le Run IIa et pour le Run IIb sont répertoriées dans le tableau 2.1. Le schéma 2.2 montre toutes les composantes du complexe d'accélération du Run II.

	Run I	Run IIa	Run IIb
Dates	1992-96	2001-...	$\geq$2005
Nb de paquets $p \times \bar{p}$	6×6	36×36	36×36
Nb p/paquet ($\times 10^{10}$)	23	27	27
Nb $\bar{p}$/paquet ($\times 10^{10}$)	5.6	3.3	13.5
Longueur des paquets (m)	0.6	0.54	0.54
Temps entre les paquets (ns)	3500	396	396
Energie des faisceaux (GeV)	900	980	980
$\mathcal{L}$ instantanée ($\times 10^{31}$ cm^{-2}s^{-1})	1.6	8.6	33

TAB. 2.1 – Caractéristiques du Tevatron pour le Run I et prévisions pour les différentes phases du Run II.

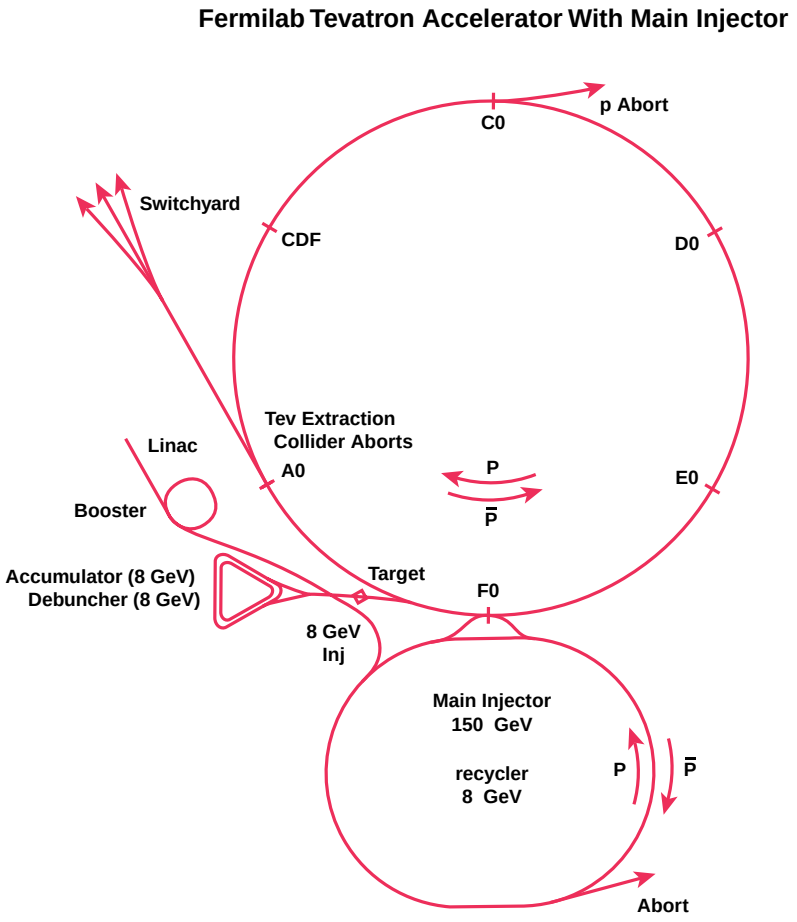

FIG. 2.2 – Schéma du complexe d'accélération du Run II.

2.2 Le détecteur DØ

2.2.1 Caractéristiques générales

2.2.1.1 Géométrie et grandeurs utiles

Le détecteur DØ est situé au niveau d'un des points de croisement des faisceaux. Il est composé de plusieurs sous-systèmes placés autour des faisceaux, qui seront détaillés dans la section 2.2.2. Sa longueur est égale à 20 m, sa hauteur et sa largeur sont égales à 10 m.

Chaque point du détecteur est localisé par un repère direct $\{x, y, z\}$ dont l'origine est le centre du détecteur, z étant l'axe des faisceaux orienté dans le sens des protons (qui dans le Tevatron circulent dans le sens des aiguilles d'une montre), y l'axe vertical orienté vers le haut, et x l'axe horizontal orienté vers le centre de l'accélérateur. Les coordonnées cylindriques $\{r, \theta, \phi\}$ sont également utilisées, où r est la distance à l'axe z dans le plan $\{x, y\}$ et θ et ϕ les angles polaire et azimutal. Contrairement au repérage $\{x, y, z\}$, le repérage cylindrique a en général pour origine le point d'interaction (vertex). Le repérage angulaire par rapport à l'axe z dans DØ n'est pas effectué par l'angle θ directement, mais par la *pseudo-rapidité* η, où

$$\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$$

$\eta = 0$ correspond à $\theta = 90°$. En général, η est repéré par rapport au vertex et $\eta_{dét}$ par rapport à l'origine $\{0, 0, 0\}$.

Une des grandeurs les plus utilisées dans les analyses est **l'impulsion transverse**, qui est la projection dans le plan $\{x, y\}$ (plan transverse) de la quantité de mouvement de l'objet considéré : $\vec{p}_t = \vec{p}\ \sin\theta$. De même, l'énergie transverse est $E_t = E\ \sin\theta$.

L'utilisation de l'impulsion transverse permet d'effectuer un bilan entre l'état initial avant la collision et l'état final mesuré dans le détecteur. En effet, les collisions s'effectuent au niveau des quarks, et utilisent donc une partie seulement de l'énergie disponible dans le centre de masse du système proton-antiproton. L'autre partie est emportée par les quarks "spectateurs" qui échappent à la détection, la plupart d'entre eux restant dans le tube à vide où circulent les faisceaux. Ceci rend impossible un bilan sur l'énergie ou l'impulsion totale. Par contre, l'impulsion transverse de chacune des particules initiales est négligeable, donc $\vec{p}_{t_{tot}}(initial) = \vec{0}$. Ainsi, $\vec{p}_{t_{tot}}(final) \neq \vec{0}$ implique une impulsion transverse manquante, qui peut être interprétée par la présence dans l'état final d'une particule non détectée, par exemple un neutrino.

2.2.1.2 Améliorations pour le Run II

Afin de faire face aux exigences du Run II impliquées par l'accroissement de la luminosité et la diminution du temps entre les paquets, et d'améliorer les performances de détection et d'identification des particules, le détecteur DØ a subi de nombreux changements durant la période transitoire entre 1996 et 2001 [39] à [42]. Les améliorations apportées au détecteur sont les suivantes :

- Le système interne de détection de traces est entièrement nouveau. Il contient :
  - un détecteur de vertex au Silicium, le **SMT (Silicon Microstrip Tracker)**,
  - un détecteur de traces à fibres scintillantes, le **CFT (Central Fiber Tracker)**,
  - un aimant supraconducteur placé dans la cavité interne du calorimètre, dont le champ magnétique égal à 2 T permet de courber les trajectoires des particules chargées.

- Des détecteurs de pieds de gerbe à fibres scintillantes on été ajoutés dans les régions centrales, le **CPS (Central PreShower)**, et avants, les **FPS (Forward PreShowers)**.

- L'électronique de lecture du calorimètre est entièrement nouvelle.

- Les détecteurs à muons ont subi des modifications :
  - une nouvelle électronique de lecture,
  - de nouveaux détecteurs avants,
  - l'ajout de scintillateurs pour assurer le déclenchement.

- De nouveaux détecteurs, formant le **FPD (Forward Proton Detector)** ont été construits très proches des faisceaux dans les régions avant, à $\sim$ 50 m de DØ, et permettent la détection des protons ou antiprotons faiblements déviés.

- Les systèmes de déclenchement (**triggers**) et d'acquisition (**Data AcQuisition DAQ**) sont entièrement nouveaux.

2.2.2 Description des sous-détecteurs

Le détecteur complet est schématisé dans une vue en coupe sur la fig. 2.3. Cette section décrit chacun des sous-détecteurs, dans l'ordre de leur traversée par une particule issue du point d'interaction.

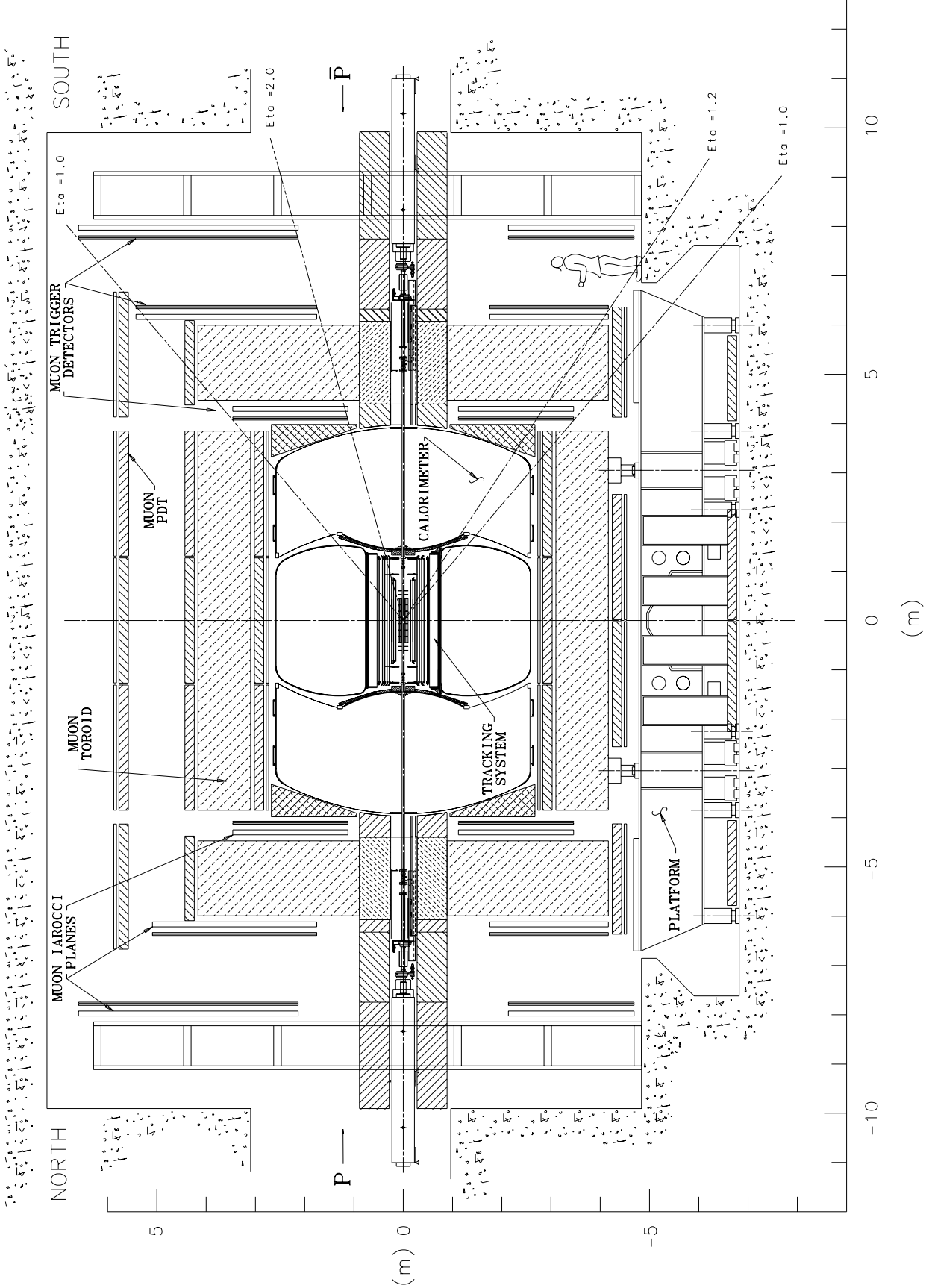

FIG. 2.3 – Schéma du détecteur DØ en coupe longitudinale.

2.2.2.1 Le Silicon Micostrip Tracker (SMT)

Un détecteur de traces et de vertex performant, permettant une reconstruction efficace des traces des particules chargées et une identification précise des vertex primaires et secondaires, est essentiel à toute étude de physique, et en particulier à l'étude du quark b. Le SMT est un détecteur de traces et de vertex au Silicium [43, 44]. Il est le détecteur le plus proche du faisceau. Sa structure est conçue pour tenir compte de la distribution en z des vertex, dont la largeur est de 25 cm, tout en assurant une large couverture en η jusqu'à $|\eta| = 3$. Le SMT est un système hybride composé de barillets parallèles à l'axe z et de disques perpendiculaires à ce même axe. Le détecteur a été construit en deux parties distinctes symétriques par rapport au point central du détecteur. Il est composé de 6 barillets, 12 disques appelés F et 4 disques externes appelés H. Sa longueur totale atteint 2.4 m, il comprend 792576 canaux de lecture et utilise un total de 3 m^2 de Silicium. Sa structure est schématisée fig.2.4.

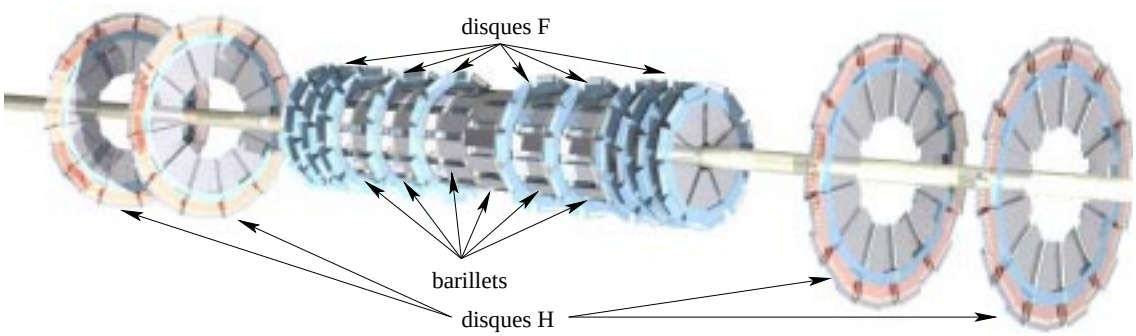

FIG. 2.4 – Vue tridimensionnelle du SMT.

Les différentes composantes du SMT ont la structure suivante :

- Chaque **barillet**, de longueur 12.4 cm, est formé de 4 couches radiales subdivisées en deux sous-couches. Chaque sous-couche est composée par des modules contenant d'une part les capteurs constitués de micro-pistes en Silicium simple ou double face, et d'autre part l'électronique de lecture de ces micro-pistes. Au total, 72 modules sont présents par barillet. Les couches 2 et 4 de tous les barillets sont composées par des modules double-face. Une des faces contient des micro-pistes parallèles à l'axe z, formant un angle stéréo de 2° avec les micro-pistes de la face opposée. Pour les barillets centraux (les quatre barillets les plus proches du centre), les couches 1 et 3 sont composées de modules double-face dont l'angle stéréo est de 90°, tandis que pour les barillets externes, ces couches sont composées de modules simple face. Le rayon interne des ba-

rillets est de 2.7 cm et le rayon externe de 9.4 cm. Chacun des barillets est mécaniquement couplé à un disque F à son extrémité la plus éloignée du centre du détecteur. La fig. 2.5 illustre la structure des barillets par un schéma en coupe.

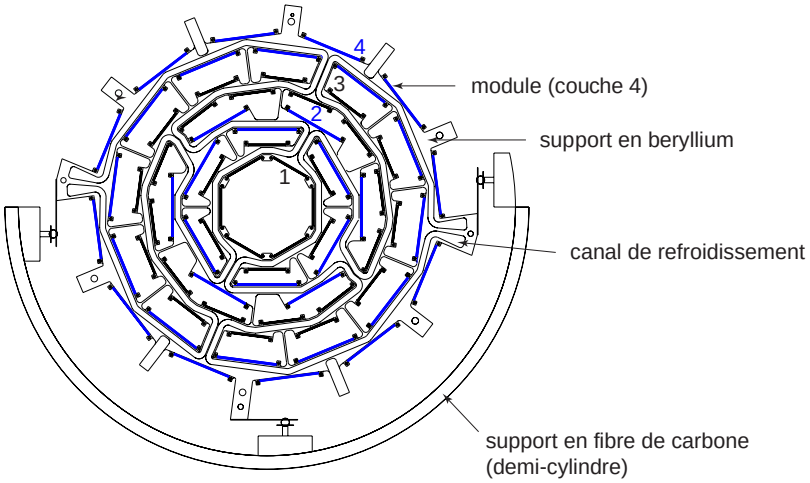

FIG. 2.5 – Schéma en coupe transverse d'un barillet.

- 12 disques F sont présents dans le SMT : un à l'extrémité de chacun des barillets et six externes (trois de chaque côté). Tous les disques F sont identiques et composés de 12 modules double face dont l'angle stéréo est de 30°. Leur rayon interne est de 2.6 cm et leur rayon externe de 10.5 cm. Les disques F les plus externes sont situés à $z = 54.8$ cm.

- La détection vers l'avant est couverte par les disques externes H, complétant l'ensemble des barillets et des disques F. 4 disques H (2 de chaque côté), de rayons interne et externe égaux à 9.5 cm et 26 cm, sont placés à 110 et 120 cm du centre. Chacun des disques H est composé de 24 paires de modules simple face associés dos à dos, l'angle stéréo entre les pistes d'un module et de son associé étant de 15°.

Les barillets et disques F sont montés avec précision dans deux demi-cylindres en fibres de carbone, installés de part et d'autre du centre du détecteur. Les disques H sont montés individuellement dans des cylindres en fibre de carbone. L'ensemble du détecteur est refroidi grâce à un mélange de Glycol et d'eau qui lui permet de fonctionner à des températures entre -5 et 0° C. Le détecteur SMT est conçu pour résister à la radiation totale du Run IIa.

A l'heure actuelle le SMT fonctionne de façon stable avec ∼95% de ses canaux opérationnels. La résolution sur la position du vertex, mesurée à l'aide de simulations $t\bar{t}$ et $b\bar{b}$, se situe entre 15 et 40 μm dans le plan $r - \phi$ et entre 75 et 100 μm en z, dépendant du nombre de traces attachées au vertex.

2.2.2.2 Le Central Fiber Tracker (CFT)

Le détecteur de traces central à fibres scintillantes [45] entoure le SMT, et se situe entre 20 et 50 cm autour de l'axe des faisceaux. Il est composé de 8 supports cylindriques concentriques. Les deux cylindres les plus internes ont une longueur de 1.66 m, les autres cylindres mesurent 2.52 m. Chaque cylindre supporte deux doublets de couches de fibres. Chaque doublet est composé de deux sous-couches de fibres décalées d'un rayon de fibre. Les fibres des doublets internes à chaque cylindre sont orientées suivant l'axe z, tandis que celles des doublets externes sont orientées de $\pm$ 3° stéréo par rapport à l'axe z, permettant ainsi une mesure de la position de la trace suivant l'axe z. Chaque fibre scintillante a un diamètre de 935 μm. Il y a 256 fibres par doublet, soit un total de 76800 fibres.

Une particule chargée traversant une fibre va y déposer de l'énergie par ionisation, dont une partie est convertie par scintillation en un rayonnement lumineux de longueur d'onde égale à 530 nm. Cette lumière est alors conduite par la fibre vers ses extrémités. L'une des extrémités est formée d'un film d'aluminium réfléchissant la lumière vers l'autre extrémité, connectée à un guide d'onde. Celui-ci conduit la lumière sur une longueur approximativement égale à 6 m jusqu'au système de lecture, comprenant des convertisseurs lumière-signal électrique (*Visible Light Photon Counter VLPC*). Ces convertisseurs sont des photodétecteurs solides à avalanche, composés de Silicium et fonctionnant à une température refroidie en dessous de $\sim$ 10 K par une système cryogénique à Hélium liquide.

La structure du CFT est illustrée par la figure 2.6.

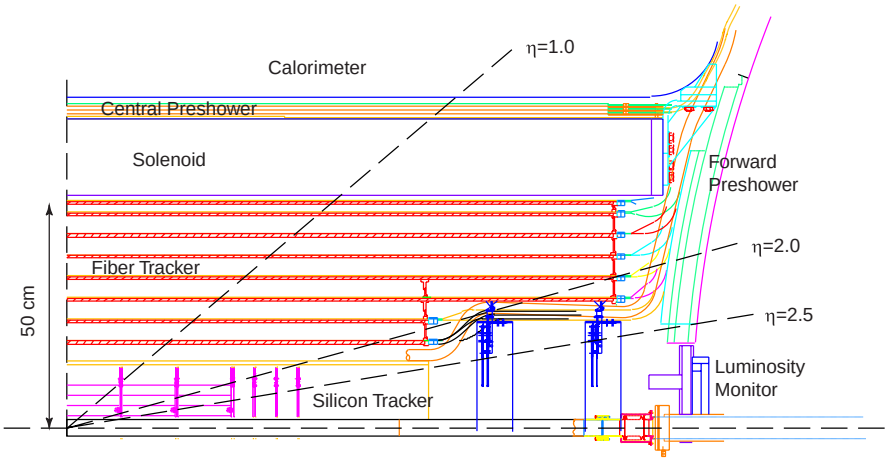

FIG. 2.6 – Schéma en coupe longitudinale des détecteurs internes.

Ce détecteur permet la reconstruction des traces des particules chargées jusqu'à $|\eta|$ =2, avec une résolution dans le plan (r, ϕ) de 100 μm. De plus, il participe aux décisions au premier niveau de déclenchement sur les événements.

2.2.2.3 L'aimant solénoïdal

Un des points essentiels de l'amélioration du détecteur pour le Run II est la présence d'un champ magnétique central, courbant la trajectoire des particules chargées [46]. Pour cela, l'ensemble formé par les détecteurs de traces centraux SMT et CFT est entouré d'un aimant solénoïdal, de longueur 2.73 m et de diamètre externe 1.42 m. Il est composé de 2 couches supraconductrices en alliage d'aluminium, cuivre, nobium et titane et fonctionne à une température de $\sim$ 10 K. Il fournit un champ parallèle à l'axe z, d'une intensité égale à 2 T, uniforme à 0.5 % près dans le volume à l'intérieur du solénoïde. Pour cela, une énergie égale à 5 MJ est stockée dans l'aimant. Il est le premier solénoïde fin produisant un champ magnétique de 2 T dans un détecteur de physique des particules.

2.2.2.4 Les Central et Forward Preshowers (CPS et FPS)

Les CPS et FPS sont des détecteurs de pied de gerbe, situés entre les détecteurs centraux et le calorimètre. Leurs fonctions principales sont les suivantes :

- l'amélioration de l'identification, de la séparation et du déclenchement des électrons et photons,
- la correction de la mesure en énergie des particules électromagnétiques compensant la perte d'énergie subie à la traversée du solénoïde,
- la mesure de la position des électrons ou photons avec une précision meilleure que celle du calorimètre.

Le détecteur de pied de gerbe central (*Central PreShower CPS*) [47] se situe entre le solénoïde et le calorimètre central et couvre un région jusqu'à $|\eta|$ =1.3. De forme cylindrique et de longueur 2.6 m, il est composé de trois couches concentriques formées de pistes de fibres scintillantes. Dans une coupe (r, ϕ), ces pistes sont disposées triangulairement, afin d'éviter au maximum les zones mortes de détection. Pour la première couche, les fibres sont orientées suivant l'axe z, pour les deux autres couches elles forment un angle stéréo de $\pm 23°$ avec l'axe z, ce qui permet la reconstruction des particules dans les 3 dimensions. Chaque couche contient 1280 pistes, soit un total de 3840 canaux de lecture. Une couche cylindrique d'absorbeur en plomb est intercalée entre le solénoïde et le CPS. La résolution sur la position d'un électron mesurée avec

le CPS est approximativement 1.4 mm. Sa stucture est illustrée figure 2.7.

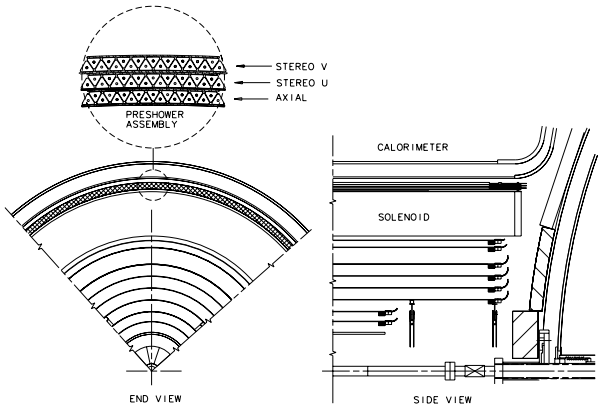

Fig. 2.7 – Schémas en coupe radiale et longitudinale du CPS.

Les détecteurs de pied de gerbe avant et arrière (*Forward PreShowers FPS*) [48] sont fixés aux parois internes des calorimètres avant et arrière et couvrent une région $1.4 \leq |\eta| \leq 2.5$. Ils sont composés de 2 doublets de disques formés de pistes scintillantes, séparés par une plaque d'absorbeur en plomb. Chaque disque est composé de 8 modules (octants) de pistes scintillantes. Les pistes d'un module forment un angle de 22.5° avec celles du même module dans le disque couplé. Dans le plan (r, z) ces pistes sont disposées triangulairement. La région $1.4 \leq |\eta| \leq 1.65$, pour laquelle les particules traversent le solénoïde et le cryostat du calorimètre, n'est pas couverte par le premier doublet. Chaque FPS totalise 12500 voies de lecture. La structure du FPS est illustrée figure 2.8.

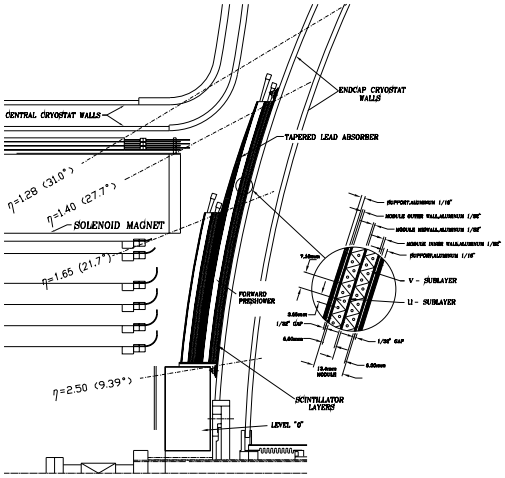

Fig. 2.8 – Schéma en coupe longitudinale du FPS.

2.2.2.5 Les détecteurs inter-cryostats (ICD)

Les ICD [49] sont des détecteurs localisés dans les régions non couvertes par le calorimètre. Leur fonction est de rendre le calorimètre le plus hermétique possible et ainsi d'améliorer la mesure de l'énergie des jets et de l'énergie tranverse manquante. Ils couvrent la région $1.1 \leq |\eta| \leq 1.4$, sont fixés aux calorimètres avant et arrière autour des FPS. Ils sont constitués d'une simple couche de scintillateurs.

2.2.2.6 Le calorimètre

Le calorimètre représente l'un des points forts du détecteur DØ [50, 51]. Ses qualités principales sont sa granularité, son hermiticité et son uniformité. Il est composé de trois sous-systèmes indépendants et compacts : le **calorimètre central** (*Central Calorimeter CC*) et les **calorimètres avant et arrière** (*Endcap Calorimeters EC*). Chacun de ces calorimètres possède une partie électromagnétique, une partie hadronique fine (*Fine Hadronic FH*) et une partie hadronique plus grossière (*Coarse Hadronic CH*).

Ce sont des calorimètres à échantillonnage, formés de couches successives de matériau passif (absorbeur) et de matériau actif. Ce type de calorimétrie présente les avantages de stabilité temporelle, d'uniformité du signal et de résistance aux radiations. Le milieu actif est composé d'argon liquide, simple à calibrer, mais impliquant la présence de systèmes cryogéniques maintenant sa température à 78 K. Le milieu absorbeur est composé d'uranium appauvri ou d'acier inoxydable et de cuivre pour les derniers compartiments hadroniques.

L'unité de base des calorimètres est la cellule, illustrée par la fig. 2.9. Celle-ci est formée par une plaque d'absorbeur, dont l'épaisseur varie en fonction de la région du calorimètre, et d'un espace d'argon liquide, divisé en deux parties égales par une électrode. Seule la part de l'énergie déposée dans le mileu actif est mesurée.

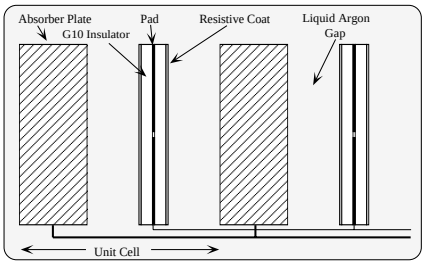

Fig. 2.9 – Schéma d'une cellule du calorimètre.

La figure 2.10 illustre la géométrie projective du calorimètre. Une tour est définie par l'empilement en profondeur des cellules pour un couple (η, ϕ) donné, l'ensemble du calorimètre est composé de 5000 tours, ce qui représente 50000 voies de lecture.

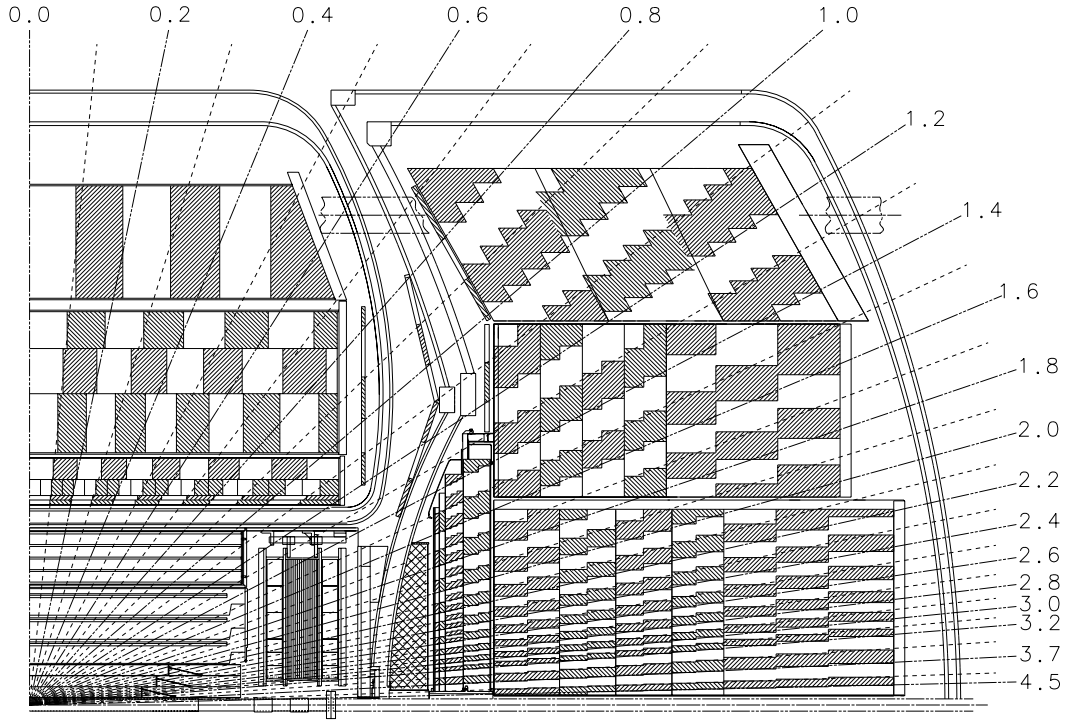

FIG. 2.10 – Schéma en coupe longitudale du calorimètre.

Le **calorimètre central** est de forme cylindrique de longueur 2.26 m, de rayon interne 0.75 m et de rayon externe 2.22 m. Il couvre la région $|\eta| \leq 1$. La partie électromagnétique, la plus proche du faisceau, est composée de 4 couches, la partie hadronique fine de 3 couches et la partie hadronique plus grossière d'une seule couche. Sa structure est illustrée figure 2.11.

Les couches sont des cylindres concentriques, composés de 32 modules azimutaux dans la partie électromagnétique et 16 dans les parties hadroniques. La granularité en cellules est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$, sauf pour la troisième couche électromagnétique où la granularité est deux fois plus fine en η et en ϕ : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.05$. En effet, lors du Run I, cette couche était celle où les particules électromagnétiques déposaient le plus d'énergie, donc une granularité plus fine permettait une meilleure séparation des différents candidats électromagnétiques. Le calorimètre n'a pas changé pour le Run II, mais la présence de matière supplémentaire apportée par le solénoïde et le détecteur de pied de gerbe central décalent le maximum d'énergie déposée vers la deuxième

couche.

Entre chaque module, une petite zone demeure non instrumentée et implique une perte d'efficacité sur l'identification ou l'énergie des particules. Les modules des différentes parties du calorimètre (électromagnétique, hadronique fine, hadronique grossière) sont décalés en ϕ afin d'éviter des zones non instrumentées projectives.

Les plaques d'absorbeur des cellules de la partie électromagnétique sont composées d'uranium et ont une épaisseur égale à 3 mm, celles de la partie hadronique fine sont en uranium d'épaisseur 6 mm et celles de la partie hadronique plus grossière sont en cuivre de 46.5 mm d'épaisseur. Ainsi, la résolution en énergie est très dégradée dans cette dernière partie, dont le rôle est de contenir et de mesurer toutes les fins de gerbes hadroniques.

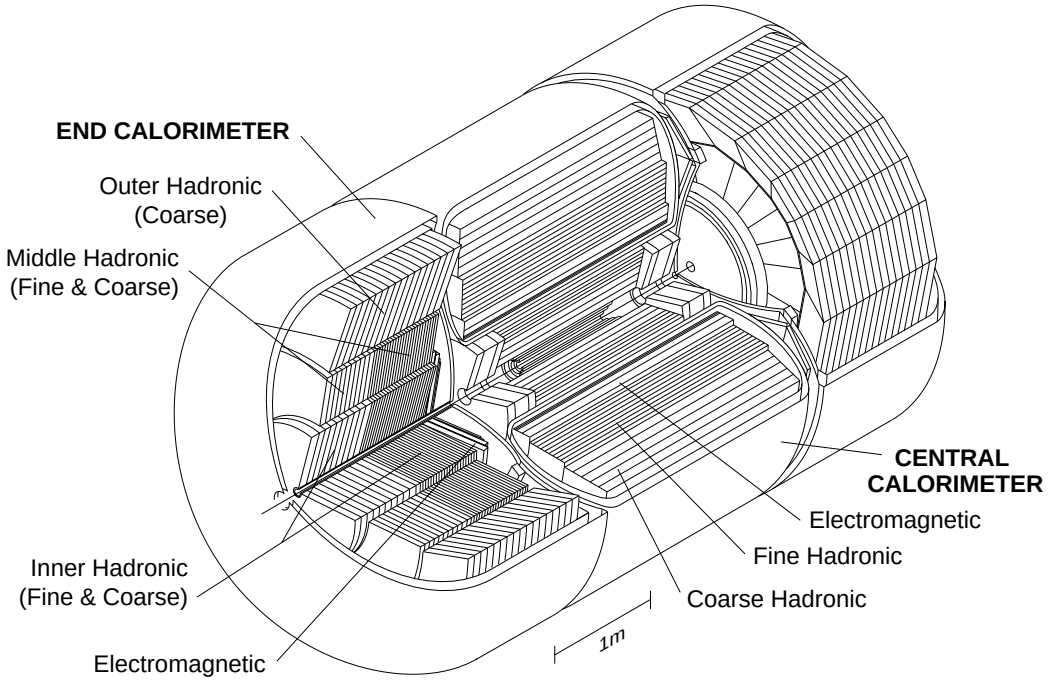

FIG. 2.11 – Schéma en 3 dimensions du calorimètre.

Les **calorimètres avant et arrière** couvrent les régions $0.7 \leq |\eta| \leq 4.5$. Ils sont composés de trois cylindres concentriques hadroniques et d'une partie électromagnétique. La partie électromagnétique est séparée en 4 couches de même granularité que dans le calorimètre central, ses plaques d'absorbeur sont de l'uranium de 4 mm. Les deux cylindres hadroniques les plus proches de l'axe des faisceaux sont composés de l'intérieur vers l'extérieur de 4 couches hadroniques fines, dont les plaques sont en uranium de 6 mm, et d'une couche

hadronique plus grossière, dont l'absorbeur est une plaque d'acier inoxydable de 46.5 mm d'épaisseur. Le troisième cylindre est composé de trois couches hadroniques grossières. La granularité pour les trois cylindres est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour $|\eta| \leq 3.2$ puis devient $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$ pour $|\eta| \geq 3.2$. Cette structure, ainsi que celle du calorimètre central est illustrée figure 2.11.

Les performances du calorimètre sont représentées par la **résolution** σ_E, paramétrisée en fonction de l'énergie de la particule incidente par :

$$(\sigma_E/E)^2 = C^2 + S^2/E + N^2/E^2$$

où C représente les erreurs de calibration, les défauts mécaniques et les "fuites" de la gerbe en profondeur, S les fluctuations d'échantillonnage et N le bruit issu de l'activité radioactive de l'uranium et de l'électronique.

Pour les particules électromagnétiques, une étude sur les données est actuellement en cours, les resultats estimés sur des simulations Monte-Carlo sont les suivants :

$$C = 0.004 \pm 0.002, S = 0.23 \pm 0.01, N = 0.202 \pm 0.006$$

Pour les jets, une étude récente [52] a obtenu les résultats suivants sur les données :

$$C = 0.059 \pm 0.007, S = 0.791 \pm 0.053, N = 0 \pm 1.9$$

Toute l'électronique d'acquisition a été remplacée pour le Run II par une électronique plus rapide capable de stocker des signaux analogiques en attendant la décision du système de déclenchement.

L'étalonnage du calorimètre est effectué à deux niveaux. Tout d'abord, lors de la prise de données d'étalonnage, l'étude de la réponse à l'injection d'un signal de référence au début de la chaîne électronique permet un premier étalonnage (*pulsers*). Par la suite, les étalonnages sont effectués "hors ligne" : l'étalonnage en fonction de l'angle azimutal, l'application de corrections géométriques et l'étalonnage pour différentes zones du calorimètre. Ce dernier utilise les processus $Z \to e^+e^-$ et compare la masse invariante des deux électrons avec celle obtenue par simulation Monte-Carlo.

2.2.2.7 Le spectromètre à muons

Les détecteurs à muons [53] sont les plus éloignés de l'axe des faisceaux. Ils sont composés de 3 éléments : le détecteur central (*Wide Angle MUon Spectromaker WAMUS*), les détecteurs avant et arrière (*Forward Angle MUon Spectromaker FAMUS*), et l'aimant toroïdal.

La partie centrale couvre la région $|\eta| \leq 1$. Elle est constituée de 3 couches (A, B, C) de chambres proportionnelles à dérive. Chaque couche est de forme carrée dans le plan transverse (r, ϕ). Les chambres à dérive sont constituées

de tubes en aluminium (*Proportional Drift Tubes PDT*), dont la section est rectangulaire de dimension 10 cm × 5 cm. Un fil d'anode traverse ces tubes, les cathodes sont placées sur leurs parois internes. La différence de potentiel entre les cathodes et l'anode est égale à 7.4 kV. Dans le but d'une résolution temporelle appropriée, le mélange gazeux est composé de 80% d'argon, 10% de méthane et 10% de tétrafluorure de carbone. Ainsi, lors du passage d'une particule, les électrons produits dans le gaz dérivent vers l'anode à une vitesse de 10 cm.μs^{-1}, ce qui implique un temps de dérive maximal de l'ordre de 500 ns, supérieur à l'intervalle de temps entre deux croisements de faisceaux. Les signaux des chambres PDT ne peuvent donc pas être utilisés pour le déclenchement. Entre le calorimètre et la couche A, et à l'extérieur de la couche C, sont installés des scintillateurs, dont le signal rapide est utilisé pour le système de déclenchement, l'association en temps de la détection d'un muon avec le bon croisement de faisceaux et la réjection des muons cosmiques. La structure du détecteur à muons central est illustrée figure 2.12.

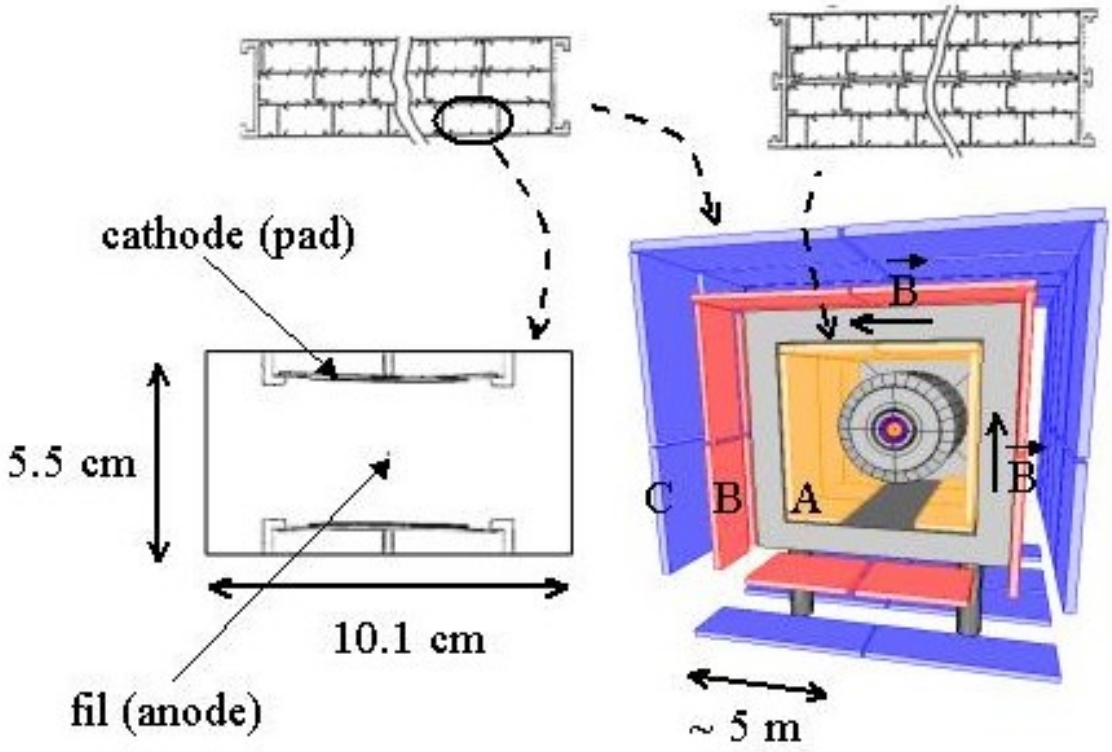

FIG. 2.12 – Structure du détecteur à muons central.

Les détecteurs à muons avant et arrière sont entièrement nouveaux et couvrent une région jusqu'à $|\eta| \leq 2$. Ils sont formés de trois couches (A, B, C) de mini chambres à dérive perpendiculaires à l'axe z. Celles-ci sont constituées

de mini-tubes (*Mini Drift Tubes*) de section rectangulaire de dimension 1 cm $\times$ 1 cm. Le gaz utilisé est un mélange de 90% de tétrafluorure de carbone et 10 % de méthane. La différence de potentiel entre l'anode et les cathodes est de 3100 V. Ainsi, le temps de dérive maximal est estimé à 60 ns, inférieur à l'intervalle de temps entre deux croisements de faisceaux. Des scintillateurs sont installés sur la surface intérieure des couches A et C et sur la surface extérieure de la couche B. Ils sont utilisés pour le déclenchement.

L'aimant toroïdal est composé de trois éléments : une partie centrale à section rectangulaire d'épaisseur égale à 109 cm, et deux parties avant et arrière d'épaisseur égale à 153 cm. Ces trois toroïdes sont situés entre les couches de chambres à dérive A et B. Les toroïdes sont alimentés par un courant de 1500 A et créent un champ de 1.8 T dans la direction des fils des chambres à dérive, c'est-à-dire toujours perpendiculairement à l'axe z. Ils permettent la mesure de la courbure donc de l'impulsion des muons.

La résolution sur l'impulsion des muons centraux, en utilisant uniquement les détecteurs à muons, est $\sim$30% pour des muons d'impulsion transverse égale à 100 GeV. En associant les traces reconstruites dans les détecteurs à muons avec celles du système de détection de traces internes (SMT et CFT), cette résolution est nettement améliorée jusqu'à une valeur approximative de 15%. La résolution sur l'impulsion des muons dans les régions avant et arrière est $\sim$20%.

2.2.3 Système de déclenchement

Le rôle du système de déclenchement est la sélection parmi toutes les interactions protons-antiprotons des événements présentant le plus d'intérêt pour les domaines de physique étudiés dans l'expérience DØ (physique du Modèle Standard et au-delà). La fréquence de croisement de faisceaux (2.5 MHz pour le Run IIa) implique la nécessité d'une prise de décision rapide. Le système de déclenchement de DØ, illustré par la figure 2.13, est séparé en trois niveaux appelés L1, L2 et L3.

Le premier niveau (L1) est un système de déclenchement entièrement électronique. Le temps de prise de décision est de 4.2 μs, la fréquence en entrée de 2.5 MHz et la fréquence en sortie maximale de 10 kHz. Actuellement la fréquence en sortie du L1 est de 1 kHz, notamment à cause de temps morts électroniques dans le transfert des données. Ce système utilise les informations issues du détecteur de traces à fibres scintillantes (CFT), des détecteurs de pieds de gerbe (CPS et FPS), du calorimètre et des détecteurs à muons :

- Les fibres axiales du **CFT** permettent un déclenchement sur les traces. L'ensemble des fibres axiales est séparé en 80 secteurs en ϕ. Pour chacun

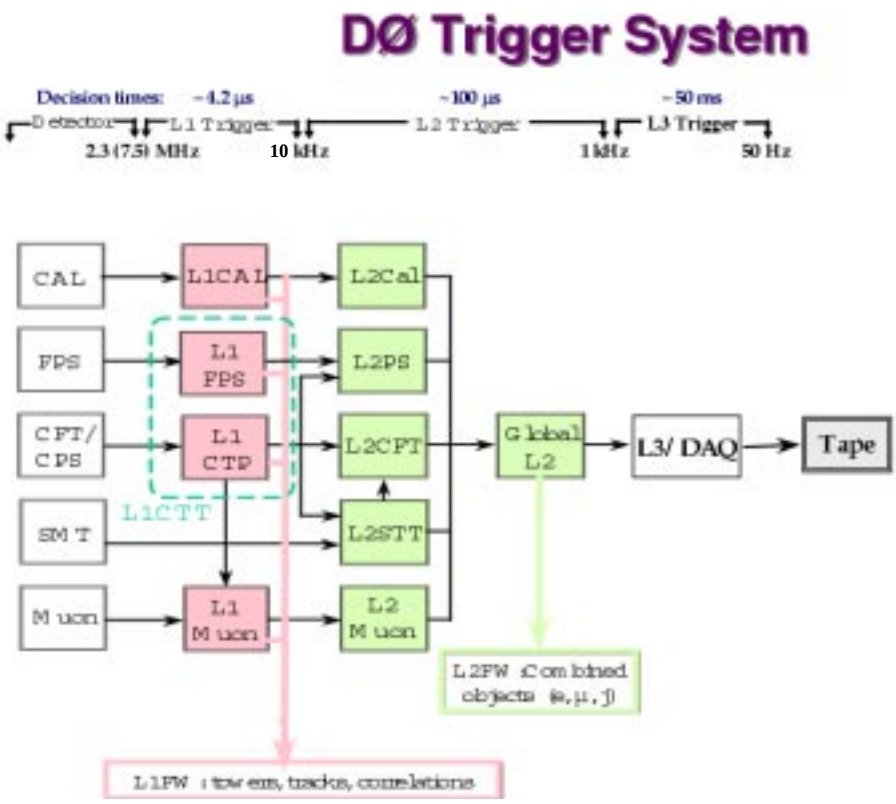

FIG. 2.13 – Structure du système de déclenchement.

de ces secteurs, les positions des coups enregistrés dans 8 couches de fibres sont comparées à celles qu'auraient laissé des traces de différentes impulsions. Si un ensemble de coups est compatible avec une trace d'impulsion supérieure à un certain seuil, le système garde l'événement, et cet ensemble de coups définit une trace de niveau 1. Plusieurs seuils sont ainsi considérés. De plus, le système détermine l'association d'une trace de niveau 1 avec un dépôt d'énergie dans les détecteurs de pieds de gerbe **CPS** et **FPS**.

- Le calorimètre est séparé en tours de taille $\Delta\eta\times\Delta\phi = 0.2\times0.2$. La condition de sélection est satisfaite si l'énergie d'une des tours est supérieure à un certain seuil.

- Les scintillateurs et les chambres à dérive des **détecteurs à muons** sont utilisés en association avec les informations issues du CFT. Deux algorithmes sont implémentés. Le premier permet le déclenchement sur l'association des traces de niveau 1 du CFT avec les signaux des scintillateurs. Le deuxième algorithme permet le déclenchement par coïncidence des signaux des chambres à muons avec ceux des scintillateurs. La

sélection d'un muon de faible impulsion transverse n'utilise que les signaux des chambres de la couche A, celle d'un muon de grande impulsion transverse requiert des coïncidences supplémentaires entre le signaux des chambres de la couche A et ceux des chambres de la couche B et C.

Le deuxième niveau de déclenchement (L2) a été conçu pour une prise de décision en 100 μs, avec une diminution d'un facteur 10 du taux d'événements (10 kHz $\rightarrow$ 1 kHz). Actuellement la fréquence en sortie du L2 est de 0.6 kHz. La sélection à ce niveau est effectuée en deux phases. La première phase traite les informations fournies par le système de déclenchement L1, séparément pour chacun des sous-détecteurs. Les informations issues du détecteur de vertex SMT sont également considérées. Ainsi, les algorithmes reconstruisent partiellement des objets physiques tels que traces ou amas de cellules. Lors de la deuxième phase, plus globale, toutes ces informations sont combinées et aboutissent à une reconstruction partielle d'objets physiques plus élaborés tels que électrons, photons, jets, ou muons. Enfin, des critères de sélection sont appliqués sur les caractéristiques de ces objets.

Les informations des événements sélectionnés sont transmises au troisième niveau du système de déclenchement (L3). Celui-ci est composé d'une ferme de processeurs réduisant en 50 ms le flot de données issus du L2 (1 kHz prévu, actuellement 0.6 kHz) à un taux de 50 Hz en sortie. Pour chacun des événements entrant au niveau 3 de déclenchement, la lecture complète des détecteurs est effectuée. Ces informations sont utilisées par différents algorithmes permettant la reconstruction de chacun des événements. Cette reconstruction est beaucoup plus détaillée que celle effectuée au niveau 2, cependant le temps imparti ne permet pas une reconstruction complète. Des critères de sélection sont appliqués sur les caractéristiques des différents objets physiques reconstruits. Les événements issus du L3 sont alors enregistrés, ils seront reconstruits intégralement par la suite.

2.2.4 Calcul de la luminosité

La luminosité instantanée délivrée par le Tevatron [54] s'exprime en fonction des caractéristiques des faisceaux au point d'interaction de la façon suivante :

$$\mathcal{L}_{Tevatron} = \frac{N\ f\ n_p\ n_{\bar{p}}}{2\pi\ \beta^*\ (\varepsilon_p + \varepsilon_{\bar{p}})}$$

N est le nombre de paquets, f la fréquence de rotation des paquets dans l'anneau, n_p et $n_{\bar{p}}$ le nombre de protons et d'antiprotons par paquet. β^* est la fonction d'amplitude au point de collision, grandeur reliée à la focalisation des faisceaux au point d'interaction. ε_p et $\varepsilon_{\bar{p}}$ sont les émittances transverses

des faisceaux, grandeurs reflétant les processus de fabrication des paquets et caractérisant l'espace de phase des faisceaux. Pour le Run IIa, ces valeurs sont :

$$f = 48\ kHz;\ N = 36;\ n_p = 2.7\ 10^{11};\ n_{\bar{p}} = 3.3\ 10^{10};$$
$$\beta^* = 35\ cm;\ \varepsilon_p = 0.33\ 10^{-6}\ cm;\ \varepsilon_{\bar{p}} = 1.2510^{-6}\ cm$$

soit

$$\mathcal{L}_{Tevatron} \sim 1.2\ 10^{32}\ cm^{-2}s^{-1}$$

Cette luminosité est théorique et ne correspond pas à la luminosité réelle reçue par DØ. La luminosité réelle doit donc être mesurée. Pour cela, des détecteurs de luminosité sont placés autour du faisceau, à l'avant et à l'arrière du détecteur, contre les parois des calorimètres, comme illustré par la figure 2.6. Ce sont des disques composés de scintillateurs.

La stratégie adoptée pour la mesure de la luminosité est le décompte du nombre d'événements provenant de processus de section efficace connue. Ceux-ci sont les processus inélastiques : diffractifs simples (DS), doublement diffractifs (DD) et non diffractifs (ND). La section efficace effective est alors définie comme la section efficace totale de ces processus, multipliée par l'acceptance géométrique et l'efficacité de détection du détecteur de luminosité (compteur) :

$$\sigma_{eff} = \varepsilon_{compteur}\ (\varepsilon_{DS}\ \sigma_{DS} + \varepsilon_{DD}\ \sigma_{DD} + \varepsilon_{ND}\ \sigma_{ND}) = 43.26 \pm 2.07 \text{ mb}$$

où $\varepsilon_{compteur}$ est l'efficacité de détection du compteur ; $\sigma_{DS}, \sigma_{DD}, \sigma_{ND}$ les sections efficaces respectives des processus diffractifs simples, diffractifs doubles et non diffractifs ; et $\varepsilon_{DS}, \varepsilon_{DD}, \varepsilon_{ND}$ les acceptances de détection respectives pour ces processus.

Le nombre moyen d'interactions par croisement μ peut s'exprimer de la façon suivante :

$$\mu = \frac{\mathcal{L}\sigma_{eff}}{F}$$

où $\mathcal{L}$ est la luminosité instantanée et F le nombre de croisements de faisceaux par unité de temps.

D'autre part, le nombre d'interactions par croisement de faisceaux suit une loi de Poisson et la probabilité d'obtenir n interactions par croisement est définie comme suit :

$$p(n) = \frac{\mu^n}{n!}e^{-\mu}$$

Le compteur ne peut discerner les interactions multiples, ainsi la mesure du nombre d'événements issus des processus inélastiques est équivalente à la probabilité d'obtenir au moins une interaction par croisement, qui s'exprime comme suit :

$$p(n>0) = 1 - p(0) = 1 - e^{-\mu}, \text{ soit } \mu = -ln(1 - p(n>0))$$

Ainsi, la luminosité instantanée est exprimée comme suit :

$$\mathcal{L} = -\frac{F}{\sigma_{eff}}\, ln(1 - p(n>0))$$

Cependant, les faisceaux sont chacun constitués de plusieurs paquets différents et le nombre moyen d'interactions par croisement est différent pour chaque couple de paquet. Il est donc nécessaire de calculer une luminosité instantanée par couple de paquets. Au maximum, il y a 159 couples de paquets potentiels, ainsi :

$$\begin{aligned}\mathcal{L} &= \sum_{i=1}^{159} \mathcal{L}_i \\ &= -\frac{F/159}{\sigma_{eff}} \sum_{i=1}^{159} ln(1 - p_i(n>0))\end{aligned}$$

$p_i(n>0)$ est la probabilité pour que le couple de paquets i fournisse au moins une interaction :

$$p_i(n>0) = \frac{n_i}{N_{croisement}/159}$$

où n_i est le nombre d'événements mesuré dans le compteur pour ce couple de paquets et $N_{croisement}$ le nombre de croisement de faisceaux.

Ainsi, la lumimosité instantanée est :

$$\mathcal{L} = -\frac{F/159}{\sigma_{eff}} \sum_{i=1}^{159} ln\Big(1 - \frac{n_i}{N_{croisement}/159}\Big)$$

Néanmoins, ce calcul de la luminosité globale ne constitue pas une information suffisante. En effet, les différents processus électroniques du système de déclenchement de niveau 1 (*L1 trigger bit*) ne sont pas actifs au même moment. Il est donc nécessaire d'évaluer la luminosité à laquelle chaque processus est exposé. Cependant, le calcul de la luminosité pour chaque couple de paquets et pour chaque processus de déclenchement étant impossible, les processus de déclenchement sont assemblés selon leur temps mort dans des "groupes d'exposition". Les temps morts d'un processus peuvent être engendrés soit par des phénomènes corrélés aux faisceaux (temps morts directement liés à la luminosité globale fournie par les faisceaux), ou par des phénomènes décorrélés des faisceaux (propres au fonctionnement intrinsèque du système de déclenchement et en particulier de chacun des processus). Un "groupe d'exposition" est défini par l'ensemble des processus de déclenchement de niveau 1 ayant en commun les mêmes sources de temps mort corrélées aux faisceaux. Alors la luminosité instantanée pour un groupe d'exposition s'écrit :

$$\mathcal{L}_{groupe} = \sum_{i=1}^{159} \Delta_{i\ corrélé}\ \mathcal{L}_i$$

$$\text{avec } \mathcal{L}_i = -\frac{F/159}{\sigma_{eff}}\ ln\Big(1 - \frac{n_i}{N_{croisement}/159}\Big)$$

où $\Delta_{i\ corrélé}$ est la fraction de croisements de faisceaux à laquelle le groupe a été exposé, ne prenant en compte que les temps morts engendrés par les phénomènes corrélés aux faisceaux définissant le groupe :

$$\Delta_{i\ corrélé} = \frac{N_{i\ exposé\ corrélé}}{N_{croisement}/159}$$

où $N_{i\ exposé\ corrélé}$ est le nombre de croisements de faisceaux auxquels le groupe est exposé dans les conditions ci-dessus.

La luminosité du groupe devient alors :

$$\mathcal{L}_{groupe} = -\frac{F/159}{\sigma_{eff}} \sum_{i=1}^{159} \frac{N_{i\ exposé\ corrélé}}{N_{croisement}/159}\ ln\Big(1 - \frac{n_i}{N_{croisement}/159}\Big)$$

Le calcul de la luminosité pour un processus de déclenchement donné doit alors tenir compte des phénomènes décorrélés des faisceaux. $\Delta_{décorrélé}$ est défini comme la fraction de croisements de faisceaux à laquelle le processus de déclenchement a été exposé, ne prenant en compte que les temps morts engendrés par les phénomènes décorrélés des faisceaux. Cette fraction n'a aucune raison de dépendre du couple de paquet et s'exprime de la façon suivante :

$$\Delta_{décorrélé} = \frac{N_{exposé\ décorrélé}}{N_{croisement}/159}$$

où $N_{exposé\ décorrélé}$ est le nombre de croisements de faisceaux auxquels le processus de déclenchement est exposé dans les conditions ci-dessus.

La luminosité instantanée pour un processus de déclenchement donné est alors :

$$\mathcal{L}_{processus} = \Delta_{décorrélé}\ \mathcal{L}_{groupe}$$

Les erreurs sur cette luminosité sont estimées à 10% pour le Run II et proviennent principalement :

- de l'estimation de la section efficace effective σ_{eff},
- de la statistique dans le détecteur de luminosité,
- de l'estimation des temps morts.

L'évolution de la luminosité instantanée délivrée par le Tevatron depuis le démarrage du Run IIa est représentée sur la figure 2.14. Les luminosités intégrées, délivrée par le Tevatron et utilisée par DØ, sont représentées sur la figure 2.15 pour la période entre le 19 Avril 2002 et le 11 Mars 2003.

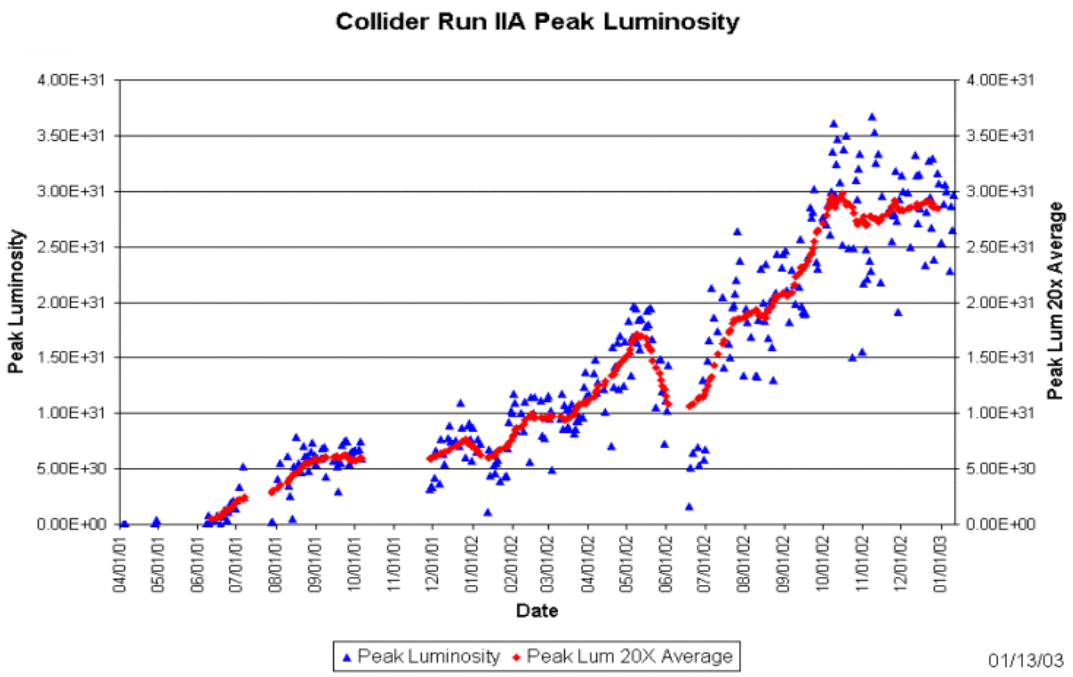

FIG. 2.14 – Evolution du pic de luminosité instantanée délivrée par le Tevatron depuis le démarrage du Run II.

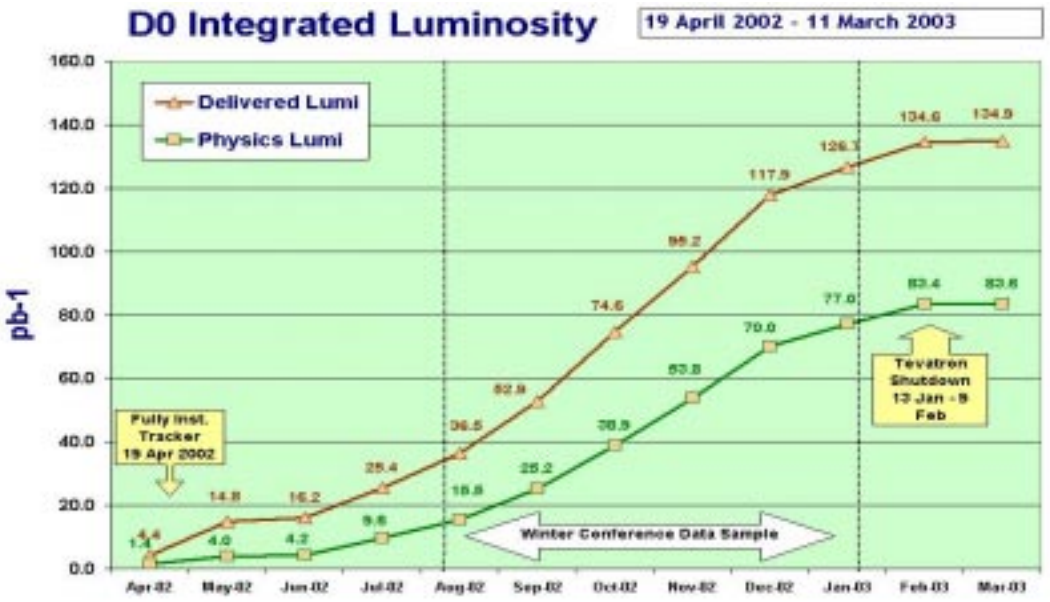

FIG. 2.15 – Evolution de la luminosité intégrée délivrée par le Tevatron (*Delivered Lumi*) et utilisée par DØ (*Physics Lumi*) entre Avril 2002 et Février 2003. La période correspondant aux données utilisées pour l'analyse de cette thèse est indiquée (*Winter Conference Data Sample*).

2.3 Simulations

La chaîne de simulation de DØ permet le traitement complet des événements Monte Carlo pour les différents bruits de fond et signaux [55]. Elle est séparée en 4 étapes consécutives : génération, simulation de la réponse du détecteur (2 étapes), et reconstruction complète des événements.

Les programmes les plus utilisés par l'expérience DØ pour la génération des événements sont PYTHIA [56], ISAJET [57], HERWIG [58] et en moindre mesure VECBOS [59], SUSYGEN [60] et ALPGEN [61]. En particulier, pour les processus supersymétriques, les performances d'ISAJET (la version la plus récente dans DØ est la v7-51-01) sont utilisées pour le calcul des masses à l'échelle électrofaible à partir des paramètres à l'échelle d'unification, et PYTHIA (la version la plus récente dans DØ est la v6_155) est ensuite utilisé pour la génération. L'étape de génération, outre la simulation du processus, considère les fonctions de distribution des partons, simule les radiations avant et après le processus d'interaction, ainsi que l'habillage des partons produits en hadrons, et désintègre les particules instables.

La première étape de simulation de la réponse du détecteur est effectuée avec le programme DØGSTAR (*DØ GEANT Simulation of the Total Aparatus Response*), utilisant le programme de simulation GEANT 3. Ce programme crée un modèle numérique du détecteur DØ pour le Run II et simule l'interaction des particules avec les différentes parties du détecteur : coups dans les détecteurs de traces, gerbes électromagnétiques et hadroniques dans le calorimètre. Deux types de géométrie peuvent être utilisés :

- la géométrie appelée "mixture", utilisant un calorimètre homogène. Elle est rapide mais approximative.
- la géométrie appelée "plate", où la géométrie du calorimètre est une succession de plaques d'absorbeurs et d'argon liquide. Dans ce cas, l'évolution d'une gerbe est simulée précisément mais le temps de calcul est très long.

La deuxième étape de simulation de la réponse du détecteur est effectuée par le programme DØSim. Celui-ci effectue la numérisation de chacun des sous-détecteurs. Puis il ajoute les événements *minimum biais*[2] aux processus "durs", et simule l'empilement dans le calorimètre des événements provenant des interactions précédentes. Les bruits du calorimètre (électronique et uranium) sont ajoutés à la simulation, ainsi que les bruits et inefficacités des SMT, CFT et détecteurs à muons. Toutes ces informations sont ensuite traitées, ordonnées et

[2]Les événements *minimum biais* sont les événements ne déclenchant aucun *trigger*, excepté le luminomètre qui indique la présence d'une interaction. Les particules des événements *minimum biais* possèdent une faible impulsion transverse.

enregistrées dans le même format que les événements de données réelles issues du système de déclenchement (*Raw Data Chunks*). Ce format contient toute l'information brute du détecteur.

L'étape suivante est l'étape de reconstruction, elle est commune aux événements de données réelles et simulées et sera décrite en détails dans le chapitre suivant : "ThumbNail, format condensé de données".

2.4 Résumé

Ce chapitre a exposé l'environnement expérimental de cette thèse, en décrivant les différentes étapes d'accélération et de détection.

Les protons, crées à partir d'ions H^- ayant subi plusieurs étapes d'accélération (*Cockcroft-Walton, Linac*), transitent par le *Booster* puis par le *Main Injector*, avant d'être injectés dans le *Tevatron*. Les antiprotons, crées par collisions de protons sur une cible fixe, subissent une première accélération dans le *Debuncher*, puis transitent par *l'accumulateur* avant d'être envoyés dans le *Main Injector*, et enfin dans le *Tevatron*.

Le détecteur DØ permet la mesure des particules issues des collisions entre protons et antiprotons, à une énergie dans le centre de masse égale à 1.96 TeV. Le **détecteur de vertex au Silicium (SMT)**, le **détecteur de traces à fibres scintillantes (CFT)**, et l'**aimant solénoïdal** permettant de courber la trajectoire des particules chargées, forment le détecteur central. Autour du détecteur central est placé le **calorimètre**, complété par les **détecteurs de pieds de gerbe (CPS et FPS)** et les **détecteurs inter-cryostats**. Enfin, les **détecteurs à muons** sont situés autour du calorimètre. Les principales qualités du détecteur DØ sont :

- une bonne reconstruction des traces et des vertex primaires et secondaires,
- une bonne identification des leptons (électrons et muons), avec détermination de leur charge,
- une bonne mesure de l'énergie des jets et de l'énergie transverse manquante grâce à un calorimètre performant et compact.

Les différents systèmes d'accélération et de détection ont subi de nombreuses améliorations pour le Run II, qui a débuté en avril 2001. Ces modifications ont permis l'augmentation de l'énergie au centre de masse d'un facteur 1.35, l'augmentation de la luminosité instantanée d'un facteur 4.1 (fin 2003) et une amélioration notable de la sensibilité des détecteurs.

Chapitre 3

ThumbNail, format condensé de données

Une des interrogations essentielles d'une expérience de physique des particules telle que DØ est le stockage des données. Sous quelle forme les données vont-elles être enregistrées ? Combien d'espace vont-elles occuper ? Ces questions sont considérées et étudiées depuis longtemps. Le format condensé de données ThumbNail représente un élément de réponse au problème d'espace et constitue l'un des formats utilisés pour l'enregistrement des données. Il est le format officiel d'analyse.

Ce chapitre vise à décrire et expliquer ce projet, auquel j'ai participé au niveau de la conception et de l'écriture du programme en c++ et qui représente la tâche technique de cette thèse. Par souci de clarté, les détails les plus techniques ne sont pas présentés ici, en revanche ils peuvent être trouvés dans les notes [65] et [66].

3.1 Introduction et définition

Le mot ThumbNail se traduit par "ongle du pouce". L'idée du projet ThumbNail [67], né lors du Run I du Tevatron, est la création d'un format condensé de données permettant l'enregistrement sur disque de l'importante quantité de données qui sera accumulée par le détecteur. En effet, à une fréquence d'acquisition nominale de 50 Hz lors du Run II, le taux d'événements est estimé à $\sim$ 800 millions par an (en tenant compte d'une inefficacité globale de détection approximée à 50%), ce qui représente un espace disque de $\sim$ 120 Tbytes par an pour un format non condensé [68].

Outre la motivation principale de gestion de l'espace disque, ce format condensé vise les objectifs de rapidité d'accès à une information suffisamment complète pour les analyses de physique, ainsi qu'une facilité de tranfert entre les continents.

ThumbNail est un outil entièrement *software*, programmé en c++ et intégré à l'environnement informatique spécifique à DØ [69]. Il est conçu pour enregistrer sous le même format les événements de données réelles et les événements simulés. Les techniques envisagées pour réduire l'espace occupé par un événement consistent en l'élimination des informations redondantes et la compactification des informations restantes.

Le point de départ du programme est constitué par les différents ensembles d'objets construits par le programme de reconstruction *DØReco* [70] et enregistrés dans les *Data Summary Tapes* (DST).

Le programme condense l'information des différents ensembles d'objets en un seul bloc appelé *ThumbNail Chunk*. Un fichier ThumbNail est la composition du *ThumbNail Chunk* avec d'autres blocs complétant l'information.

L'utilisateur récupère alors les fichiers ThumbNail, mais ceux-ci ne sont pas directement analysables sous cette forme, ils doivent être décodés. Le format de décodage choisi est de type DST, afin de permettre l'utilisation des outils déjà existants pour les DST, en particulier les programmes d'analyse.

Une autre alternative pour l'analyse est l'outil de visualisation et d'analyse ROOT [71], largement employé dans l'expérience DØ. En effet, il présente l'avantage d'être indépendant de l'environnement informatique très complexe de DØ. Ainsi, il existe un format ROOT appelé HEP-tuple, mais présentant deux inconvénients majeurs : un espace occupé considérable ($\sim$150 kbytes par événement) et l'absence de nombreux liens entre les objets physiques reconstruits. Un format ROOT beaucoup plus condensé et conservant les relations entre les objets physiques reconstruits a donc été développé : le ThumbNail ROOT-Tree (TMBTree). Ce format est créé à partir d'un format DST et basé sur l'information présente dans un fichier ThumbNail. Ainsi il peut être créé

aussi bien à partir des DST initiales que celles fournies par le décodage d'un fichier ThumbNail.

La figure 3.1 montre la proposition initiale pour les différents objets enregistrés ainsi que leur fraction d'occupation d'espace dans un fichier ThumbNail [67]. La première partie de ce chapitre est dédiée à la description des différents formats de données utilisés dans l'expérience DØ. La section suivante est consacrée à l'explication détaillée de l'élaboration d'un fichier ThumbNail et de son décodage. C'est à ce niveau où se situe ma principale participation, en particulier dans la collection des informations importantes de chacun des objets physiques et leur intégration dans le *ThumbNail Chunk*. La dernière section traite du format ROOT développé en parallèle avec ThumbNail : le TMBTree, auquel j'ai participé au niveau de l'écriture des classes pour certains des objets stockés.

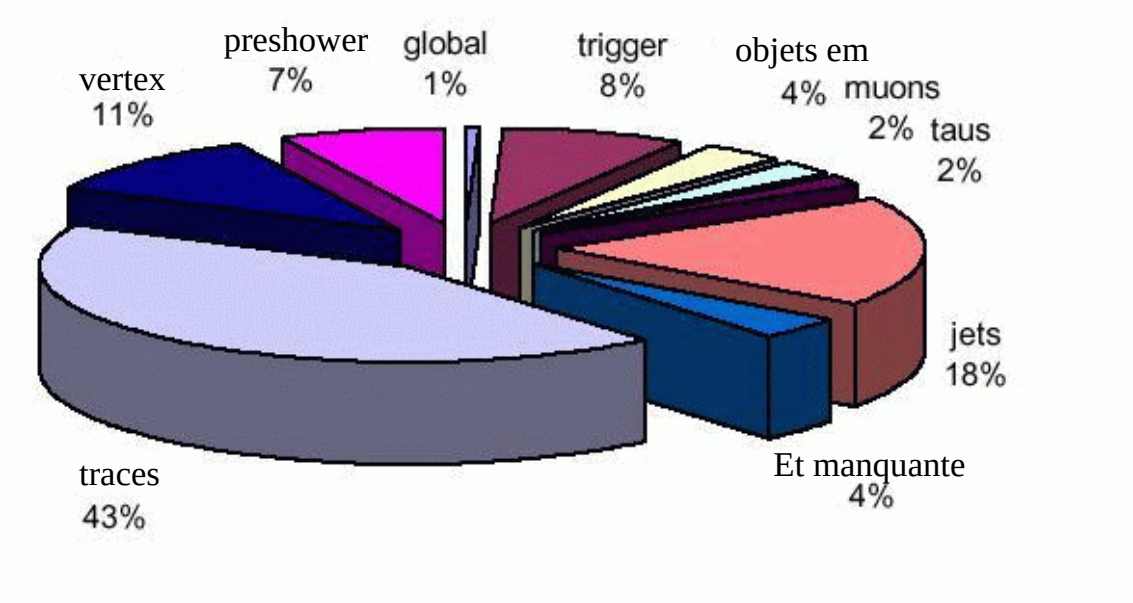

FIG. 3.1 – Proposition initiale pour les objets et leur répartition dans un fichier ThumbNail.

3.2 Structure des données dans DØ

3.2.1 Système de traitement des données

Les centaines de millions d'événements de données traitées par l'expérience DØ nécessitent une organisation performante de toutes les ressources disponibles. Le système de traitement de données, schématisé dans la figure 3.2, assure l'interface entre le détecteur, les centres de calcul régionaux, le centre de calcul local, les "robots" et les utilisateurs. Il contrôle le flot de données réelles et simulées.

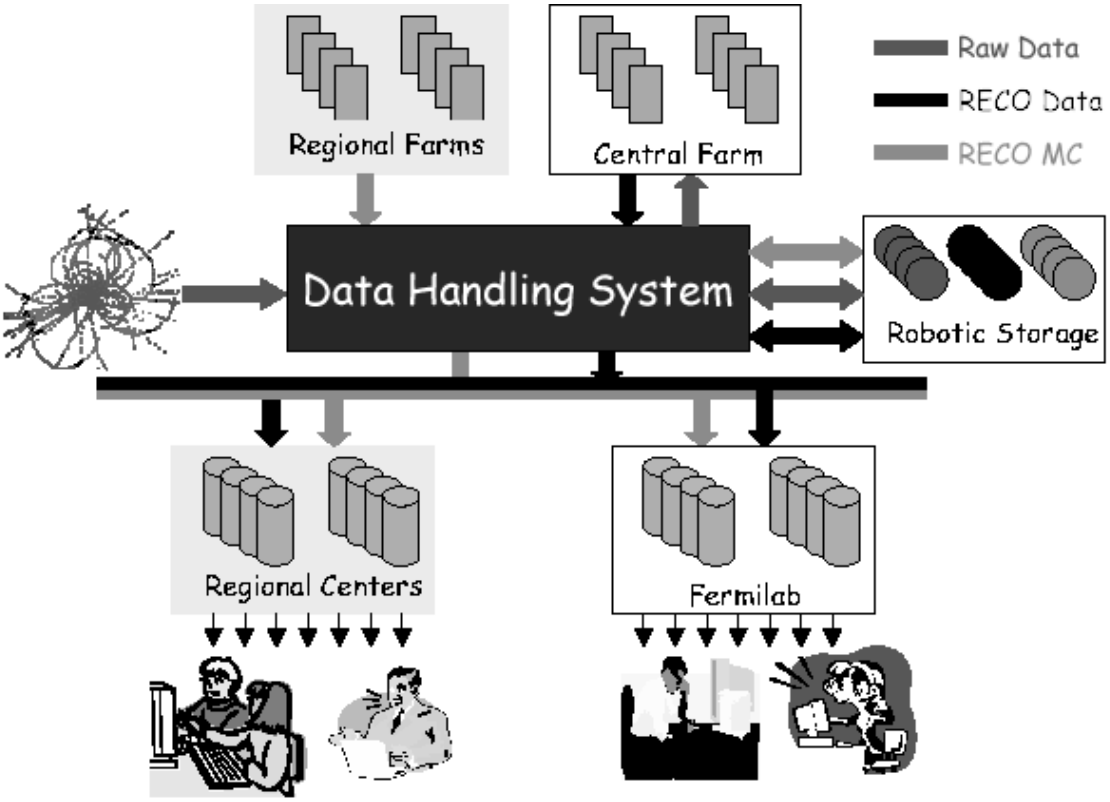

FIG. 3.2 – Schéma du système de traitement de données.

Le traitement est organisé de la façon suivante :

- Le **détecteur** fournit les données réelles.

- Les **centres de calcul régionaux** (*Regional Farms*) sont des centres extérieurs au site de l'expérience[1]. Ils sont chargés de la production des

[1]Par exemple, le centre de calcul de Lyon (ccin2p3) en fait partie.

données Monte-Carlo : génération, simulation du détecteur, et reconstruction.

- Le **centre de calcul local** (*Central Farm*), constitué d'une ferme de PC exploités sous le système Linux, assure la reconstruction des données réelles issues du détecteur.

- Les **"robots"**, constitués par des bras métalliques accédant aux bandes magnétiques et par le système de lecture et d'enregistrement de ces bandes et des disques, assurent le lien entre le système de traitement des données, les bandes magnétiques et les disques. Ils permettent l'archivage des événements de données réelles et simulées sous différents formats de données qui sont décrits dans la suite de ce chapitre : *Raw Data Chunks*, DST et ThumbNail.

- Les **utilisateurs** locaux et extérieurs ont ainsi la possibilité d'accès aux données.

3.2.2 *Raw Data Chunks*

A l'issue du système de déclenchement de niveau 3 (cf. chapitre 2, section 2.2.3) pour les données réelles, ou des programmes de génération puis de simulation du détecteur (cf chapitre 2, section 2.3) pour les simulations Monte-Carlo, tous les événements sont enregistrés sous le même format. Ce format, appelé *"Raw Data Chunks"*, ensemble des données brutes, contient toute l'information brute du détecteur, c'est-à-dire la collection de tous les signaux enregistrés ou simulés des sous-détecteurs.

Les événements sauvegardés sous ce format occupent un espace de $\sim$ 250 kbytes par événement de données réelles et $\sim$ 200 kbytes par événement de simulations Monte-Carlo. Cette différence provient d'une part des informations sur les systèmes de déclenchement, inexistantes dans les simulations Monte-Carlo à l'heure actuelle, et d'autre part des informations détaillées sur les détecteurs, différentes entre données réelles et simulées. Ces données brutes constituent le point de départ en cas de retraitement des données. Une fraction de ces données est utilisée pour des études spécifiques sur le détecteur.

3.2.3 *DØReco*

Par la suite, le programme de reconstruction *DØReco* est appliqué sur les *"Raw Data Chunks"*, qu'ils soient issus de données réelles ou simulées.

3.2.3.1 Algorithme

Le programme *DØReco* est constitué de quatre étapes principales appliquées sur chacun des événements.

- La première a tout d'abord pour rôle le décodage de l'information brute, l'association des canaux électroniques aux éléments physiques des détecteurs et l'application des constantes d'étalonnage spécifiques à chaque sous-détecteur. Puis la reconstruction des amas de cellules (dans les détecteurs de pieds de gerbe et le calorimètre) est effectuée, ainsi que celle d'éléments de trace par des algorithmes de reconnaissance de forme.

- La deuxième étape est concentrée sur les sorties des différents détecteurs de traces (SMT et CFT cf. chapitre 2, sections 2.2.2.1 et 2.2.2.2). En coordonnant les informations issues de ces différents détecteurs, le programme reconstruit les traces globales de l'événement.

- La troisième étape reconstruit les vertex à partir des traces. Le vertex primaire est reconstruit en premier, suivent les éventuels vertex secondaires déplacés.

- Enfin, la dernière étape identifie les particules et objets utilisés pour l'analyse physique, combinant les informations provenant :
  - des calorimètres électromagnétique et hadronique,
  - des détecteurs à muons,
  - et des traces et vertex reconstruits lors de l'étape précédente.

  Les électrons, photons, muons, puis l'énergie transverse manquante et les jets sont reconstruits. Suivent les objets plus complexes comme les quarks b ou c et les τ.

3.2.3.2 *Data Summary Tapes* (DST)

Pour chaque événement, toute l'information calculée par le programme de reconstruction *DØReco* est ordonnée dans différents blocs appelés *"Chunks"*. Chaque type d'objet reconstruit est placé dans le bloc correspondant. Si le même objet est reconstruit par différents algorithmes, plusieurs blocs de même type sont remplis. La totalité des événements enregistrés de cette façon constitue les *Data Summary Tapes* (DST).

Par exemple , considérons un échantillon d'événements contenant :
- de l'énergie transverse manquante,
- trois jets.

Supposons qu'il existe :

– un seul algorithme de reconstruction d'énergie transverse manquante,
– deux algorithmes de reconstruction de jets.

Il y aura alors dans les *Data Summary Tapes* pour chacun de ces événements :

– un bloc d'énergie transverse manquante (*"MissingETChunk"*) contenant un objet "énergie transverse manquante" (*"MissingET"*),
– deux blocs jets (*"JetChunks"*) contenant chacun au plus[2] trois jets reconstruits (*"Jet"*), ces objets pouvant ainsi avoir différentes caractéristiques dans les deux blocs.

La structure des DST est schématisée fig 3.3.

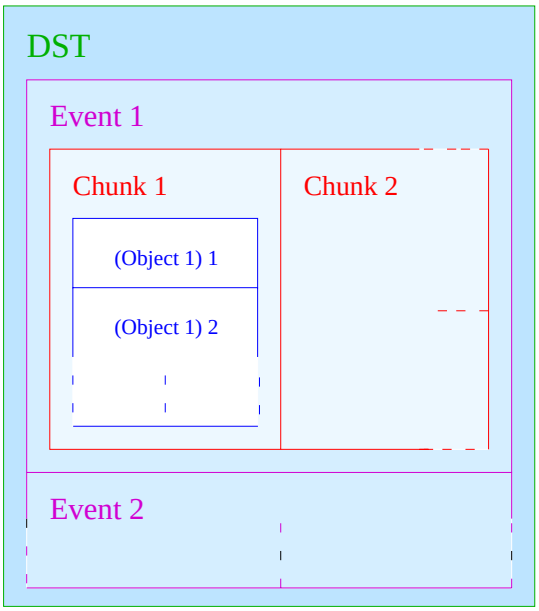

FIG. 3.3 – Schéma de la structure des *Data Summary Tapes* (DST).

Tous les événements sont enregistrés sous le format *Data Summary Tapes* (DST). Celui-ci est utilisé principalement dans les cas suivants :

– l'analyse approfondie d'un nombre réduit d'événements, obtenus par exemple à un stade avancé d'une analyse,
– certaines études concernant les différents sous-détecteurs,
– l'application de logiciels ne fonctionnant qu'à partir de ce format, comme la visualisation graphique des événements.

Le format DST représente un espace de ∼150 kbytes par événement et est actuellement archivé sur bandes magnétiques et en partie sur disques. Cependant, la taille importante des DST rendra bientôt leur archivage sur disques

[2] il est possible qu'un des jets ne soit pas reconstruit par un des algorithmes.

impossible. Ceci est un inconvénient car l'accès aux fichiers de données est plus efficace quand ceux-ci sont archivés sur disque.

Parallèlement, le programme de reconstruction fournit le format condensé ThumbNail, bâti à partir des *Data Summary Tapes*. Les événements enregistrés sous ce format occupent un espace de 10 kbytes chacun et sont archivés sur bandes magnétiques et sur disque. Ce format est détaillé dans la suite de ce chapitre.

3.2.4 Format d'analyse

Avant Novembre 2002, le programme appelé *Reco_Analyze* était exécuté par les centres de calcul et produisait un format ROOT, appelé ROOT HEP-tuple, à partir des *Data Summary Tapes* au fur et à mesure de la reconstruction des données.

Actuellement ce format n'est plus produit par les centres de calcul. Ceux-ci fournissent maintenant le format ThumbNail, qui doit tout d'abord être décompactifié et décodé (cf. section 3.3.3). Puis l'utilisateur choisit et produit le format pour son analyse.

Plusieurs possibilités sont actuellement exploitées :

- Une partie des utilisateurs effectuent leur analyse directement sur le ThumbNail décompactifié et décodé.
- Quelques utilisateurs analysent toujours le format ROOT HEP-tuple.
- D'autres ont choisi de développer l'ancien programme *Reco_Analyze* pour l'adapter à leurs besoins.
- Enfin, une grande partie utilise le format TMBTree qui sera décrit en détail dans la troisième partie de ce chapitre.

La multiplicité de ces formats d'analyse est liée au nombre d'utilisateurs, à leurs habitudes et à leurs besoins suivant les analyses. Chaque approche possède ses avantages et inconvénients. Par la suite, cette diversité devrait être réduite et la collaboration devrait s'orienter vers un seul format officiel.

Le format d'analyse choisi pour cette thèse est le TMBTree.

3.3 Fichier ThumbNail

3.3.1 Structure

Un fichier ThumbNail complet, tel qu'il est enregistré sur disque, est composé pour chaque événement de plusieurs ensembles :

- Les *History Chunks* sont les blocs contenant l'"historique" de l'information. A chaque étape de production de l'événement correspond un *History Chunk*, contenant le nom et le numéro de version du programme utilisé, ainsi qu'une information temporelle indiquant le moment où ce programme a été appliqué. Ainsi, un événement Monte-Carlo contient quatre ou cinq *History Chunks*, correspondant aux étapes de génération, simulation du détecteur (2 étapes cf. chapitre 2, section 2.3), éventuellement simulation du système de déclenchement, et reconstruction ; tandis qu'un événement de données réelles ne contient qu'un seul *History Chunk* correspondant à l'étape de reconstruction. L'objectif des *History Chunks* est la possibilité de remonter à l'information source et ainsi de reproduire les mêmes fichiers en cas de besoin.

- *TMBTriggerChunk* est le bloc contenant l'information générale de l'événement. Il contient une liste des *triggers* ayant déclenché (cf. chapitre 2, section 2.2.3), et un objet appelé *Global* portant l'information générale de l'événement : polarisations des aimants, période de prise de données, informations permettant l'accès à la luminosité. A l'heure actuelle, ce bloc est en cours de développement, un effort particulier étant fourni pour compléter l'information sur les triggers ayant déclenché. Les informations contenues dans le *TMBTriggerChunk* ne sont pas condensées, ce qui permet une sélection rapide des événements suivant le *trigger* qu'ils ont déclenché. En effet, l'étape de décompactification de l'information est en général assez longue, de l'ordre de 100 ms par événement en utilisant un processeur à 1 GHz.

- *MCKineChunk* est le bloc contenant l'information spécifique à la génération des événements. Cette information est condensée. *MCKineChunk* n'est présent que pour les événements simulés.

- *ThumbNail Chunk* est le bloc comprenant l'information condensée sur les objets reconstruits : vertex, traces, amas de cellules dans les détecteurs de pied de gerbe (objets preshowers), particules électromagnétiques, jets, énergie transverse manquante, muons, taus, jets identifiés comme provenant d'un quark b ou c. De plus, cet ensemble contient l'information sur les relations existant entre les différents objets.

3.3.2 Algorithme et Fonctionnement

3.3.2.1 *TmbObjs*

La première étape est la construction des objets qui seront enregistrés dans le *ThumbNail Chunk* (les *TmbObj*) à partir de ceux créés par *DØReco*.

Tous les objets sont définis par des classes c++ et contiennent des grandeurs caractéristiques, comme par exemple la position, l'énergie... La classe définissant chaque *TmbObj* est construite à partir de celle définissant l'objet correspondant dans les DST. C'est à ce stade que la compactification de l'information est réalisée par deux actions :

- la **sélection** des grandeurs principales de l'objet, de façon à supprimer toute information redondante et ne conserver que les variables indispensables pour une analyse. Par exemple, toute grandeur recalculable avec les quantités sélectionnées ne sera pas conservée.

- la **compactification** de ces grandeurs. Toute grandeur est enregistrée sous forme binaire sur un nombre de bits dépendant de sa nature (nombre entier, réel, complexe...). La compactification impose ce codage sur un nombre de bits limité, minimal, calculé en fonction de l'échelle de la grandeur et la précision désirée[3]. Ce codage est effectué par l'algorithme *dOom-pack* appartenant à l'environnement informatique de DØ [69].

Le tableau 3.1 liste les différents types d'objets enregistrés dans le *ThumbNail Chunk*, le nom des objets *DØReco* correspondants et des blocs DST dans lesquels ils sont placés, ainsi que le nom du *TmbObj* correspondant.

Pour tous les types d'objets cités dans le tableau 3.1 à l'exception des preshowers (détecteurs de pied de gerbe), les *TmbObj* construits à partir de tous les objets *DØReco* contenus dans les blocs DST sont enregistrés dans le *ThumbNail Chunk*.

Pour les preshowers, ne sont enregistrés dans le *ThumbNail Chunk* que les regroupements de cellules (*CPSTmbObj* et *FPSTmbObj*) en association avec des objets électromagnétiques, des traces isolées ou des taus, les autres étant très rarement utilisés pour l'analyse.

Pour les traces, deux *TmbObj* différents existent, le *ChTmbObj* et le *ChIsoTmbObj*, distinguant les traces isolées des autres. L'objet *ChIsoTmbObj* est créé dans le cas d'une trace isolée seulement et permet de compléter l'information contenue dans l'objet *ChTmbObj*, créé dans tous les cas.

[3]Usuellement, la précision est choisie d'un ordre de grandeur plus petite que l'erreur de mesure.

Type d'objet	Blocs	Objets *DØReco*	*TmbObjs*
Traces	ChargedParticleChunk	ChargedParticle	ChTmbObj et ChIsoTmbObj
Particules EM	EMparticleChunk	EMparticle	EmTmbObj
Muons	MuonParticleChunk	MuonParticle	MuTmbObj
Taus	TauChunk	Tau	TauTmbObj
Jets	JetChunk	Jet	JetTmbObj
Vertex	VertexCollChunk	Vertex	VtxTmbObj
Et manquante	MissingETChunk	MissingET	MetTmbObj
Preshower central	CPSClusterChunk	CPS3DCluster	CPSTmbObj
Preshowers avants	FPSClusterChunk	FPSRecoCluster	FPSTmbObj
Jets b ou c	bcJetChunk	bcJet	bcTmbObj

TAB. 3.1 – Liste des différents types d'objets enregistrés dans le *ThumbNail Chunk*.

3.3.2.2 Création du fichier ThumbNail

Les étapes principales de l'algorithme de création du fichier ThumbNail sont les suivantes, pour chaque événement :

- Le point de départ est constitué par la DST (*Data Summary Tape*) de l'événement.

- Le logiciel crée un ensemble *ThumbNail Chunk*.

- Pour chaque type d'objet qui doit être enregistré dans le *ThumbNail Chunk* :
  - Le logiciel recherche le(les) blocs(s) correspondant(s) dans la DST. Il y aura plusieurs blocs s'il existe plusieurs algorithmes de reconstruction de l'objet considéré. Par exemple, pour l'objet électromagnétique, il y aura autant de blocs *EMparticleChunk* dans la DST que d'algorithmes de reconstruction d'objets électromagnétiques.

  - Pour chacun des blocs trouvés, il décompte le nombre d'objets *DØReco* stockés, puis crée un vecteur constitué d'autant de *TmbObj* associés à ces objets. Dans notre exemple, pour chacun des *EMparticleChunk*, il décompte le nombre de *EMparticle* puis crée un vecteur d'autant de *EmTmbObj*. A ce stade, pour un type d'objet, il existe autant de vecteurs de *TmbObj* que de blocs correspondants à ce type d'objet dans la DST. Le programme les regroupe alors dans un "supervecteur". Ainsi le "supervecteur" des objets électromagnétiques contient

autant de vecteurs de *EmTmbObj* que d'algorithmes de reconstruction d'objets électromagnétiques.

– A l'aide des informations portées par chacun des objets *DØReco*, le logiciel établit les associations de chacun des *TmbObj* avec les autres types d'objets et les stocke sous forme d'indices permettant de localiser dans le *ThumbNail Chunk* les objets associés. Dans notre exemple, si un objet électromagnétique est associé à un vertex, le *EmTmbObj* correspondant contiendra un indice localisant ce vertex dans le *ThumbNail Chunk*. La figure 3.4 illustre tous les associations existant dans le *ThumbNail Chunk* entre les différents types d'objets.

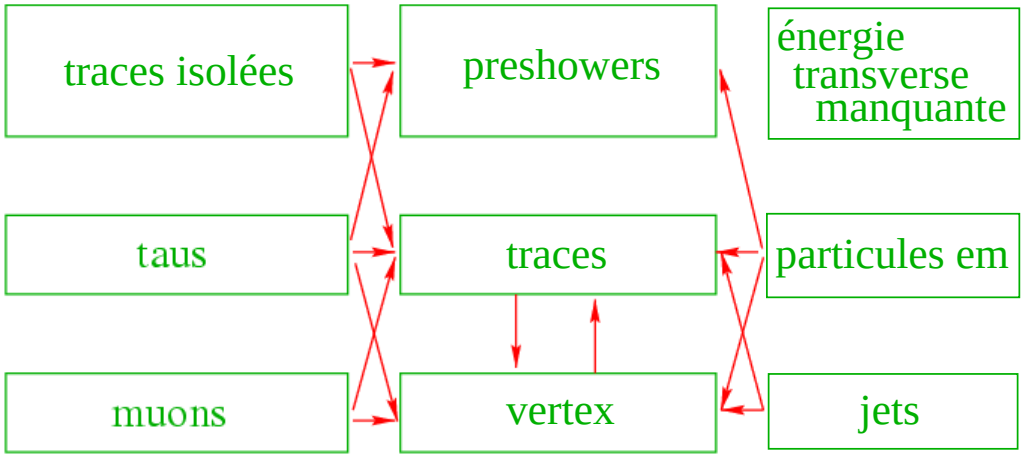

FIG. 3.4 – Liens entre les objets.

- Le logiciel enregistre tous les vecteurs dans le *ThumbNail Chunk*, ainsi que des informations additionnelles décrivant la structure même de ce *ThumbNail Chunk*.

- En parallèle, il crée l'ensemble *TMBTriggerChunk*, récupère dans la DST les informations globales sur l'événement qu'il enregistre dans un objet *Global* et dresse la liste des triggers ayant déclenché. Puis, il regroupe ces informations dans *TMBTriggerChunk*.

- Le bloc *MCKineChunk*, situé dans la DST (pour un événement simulé seulement), est compacté par l'algorithme *dOom-pack* et enregistré dans le fichier ThumbNail.

- Les blocs *History Chunks* sont alors copiés de la DST vers le fichier ThumbNail, et les blocs *ThumbNail Chunk* et *TMBTriggerChunk* enregistrés dans ce même fichier.

Le fichier ThumbNail occupe alors une taille de $\sim$ 10 kbytes par événement. C'est sous cette forme qu'il est stocké sur disque, il est alors accessible aux utilisateurs qui peuvent le transférer jusqu'à leur centre d'analyse.

3.3.3 Décompactification et décodage

Une fois que l'utilisateur est en possession d'un fichier ThumbNail, il ne peut pas l'étudier sous cette forme. Pour être analysé, le fichier ThumbNail doit être décompactifié et décodé. Le choix du format dans lequel le fichier ThumbNail est décodé a été orienté sur la restitution d'un nouveau format de type DST, de façon à pouvoir utiliser sur ce nouveau format les outils déjà existants pour les DST.

L'algorithme de décodage et décompactification est appelé *Unpack ThumbNail*. Pour chaque événement, ce logiciel commence par parcourir le contenu du fichier ThumbNail.

Tout d'abord, il étudie le *ThumbNail Chunk*. L'examen de la nature et de la structure de chacun des "supervecteurs" stockés dans le *ThumbNail Chunk* permet de déterminer le type et le nombre de blocs (*Chunks*) à recomposer par "supervecteur". Par exemple, un "supervecteur" dans le *ThumbNail Chunk* contenant trois vecteurs de *EmTmbObj* indique qu'il faut recomposer trois blocs *EMparticleChunk*. Puis l'investigation des *TmbObj* contenus dans les vecteurs regroupés dans les "supervecteurs" permet la recomposition des objets *DØReco* correspondants. Une fois les *Chunks* et les objets *DØReco* recomposés, le programme *Unpack ThumbNail* place les objets dans les blocs de la même façon que l'avait initialement fait le programme de reconstruction *DØReco*.

Les *Chunks* et objets *DØReco* ainsi reconstitués sont identiques en structure à ceux créés par *DØReco*. En particulier, les grandeurs qui étaient compactifiées dans les *TmbObj* sont à nouveau codées sur leur nombre de bits initial. Cependant, l'information portée par les objets "décodés" est différente de celle originalement présente dans les objets créés par *DØReco*, en raison de la perte d'information subie durant la sélection et la compactification.

Ainsi, tous les objets *DØReco* et les blocs (*Chunks*) correspondant aux traces, objets électromagnétiques, muons, taus, jets, énergie transverse manquante, et jets b ou c sont entièrement reconstitués.

Les objets et blocs correspondant aux preshowers ne sont reconstitués qu'en partie, puisque n'ont été enregistrés dans *ThumbNail Chunk* que les objets de type *preshower* en association avec des objets électromagnétiques, traces isolées ou taus.

Pour les objets vertex, deux types de blocs sont reconstruits au lieu d'un

seul présent initialement dans les DST. Le *VertexCollChunk* original est reconstitué mais ne comprend aucune association vers les traces, et un autre bloc est ajouté, le *VtxChLinks*, contenant l'information de toutes les associations entre les vertex et les traces. Cette séparation en deux types de blocs différents a été motivée par la complexité des associations entre les vertex et les différents types de traces. En effet le *VertexCollChunk* initial reconstruit par *DØReco* contient des vertex en association avec un type de traces différent de celui enregistré dans ThumbNail et utilisé pour l'analyse.

Le programme de décodage *Unpack ThumbNail* étudie ensuite les autres blocs présents dans le fichier ThumbNail.

Le bloc *TMBTriggerChunk* n'est pas initialement créé par le programme de reconstruction *DØReco* mais construit au moment de la création du fichier ThumbNail. Il est restitué en sortie du programme de décodage.

Dans le cas d'événements simulés uniquement, le bloc *MCKineChunk* est alors décompactifié et décodé, puis restitué par *Unpack ThumbNail*.

Enfin, *Unpack ThumbNail* produit le bloc *LinkedPhysObjChunk* contenant toutes les associations entre les objets *DØReco*, à l'exception des associations entre les traces et les vertex, enregistrées dans *VtxChLinks*. Le bloc *LinkedPhysObjChunk* contient également les recouvrements possibles entre les jets, taus et particules électromagnétiques suffisamment proches pour être les mêmes objets ($\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2)} < 0.1$). Si une particule simulée est suffisamment proche d'un objet du détecteur (même critère), les deux sont associés.

Tous les autres blocs existant dans les DST originales et non utilisés lors de l'élaboration du fichier ThumbNail ne sont pas restitués.

3.3.4 Schéma récapitulatif

L'objectif de cette section est l'illustration par un schéma récapitulatif des différentes structures de la DST initiale, du fichier ThumbNail et de la nouvelle DST résultant du décodage du ThumbNail, pour un événement simple virtuel.

Pour cela, imaginons un événement issu de données contenant un vertex, 2 jets et de l'énergie transverse manquante. Supposons qu'il existe deux algorithmes de reconstruction de vertex, deux algorithmes de reconstruction de jets et un seul algorithme de reconstruction d'énergie transverse manquante.

Les structures de cet événement sous les différents formats (DST, fichier ThumbNail, nouvelle DST créée par le décodage du fichier ThumbNail) sont schématisées dans la figure 3.5. Pour raison de clarté les *History Chunks*, *LinkedPhysObjChunk* et les autres blocs initialement présents dans la DST ne sont pas détaillés.

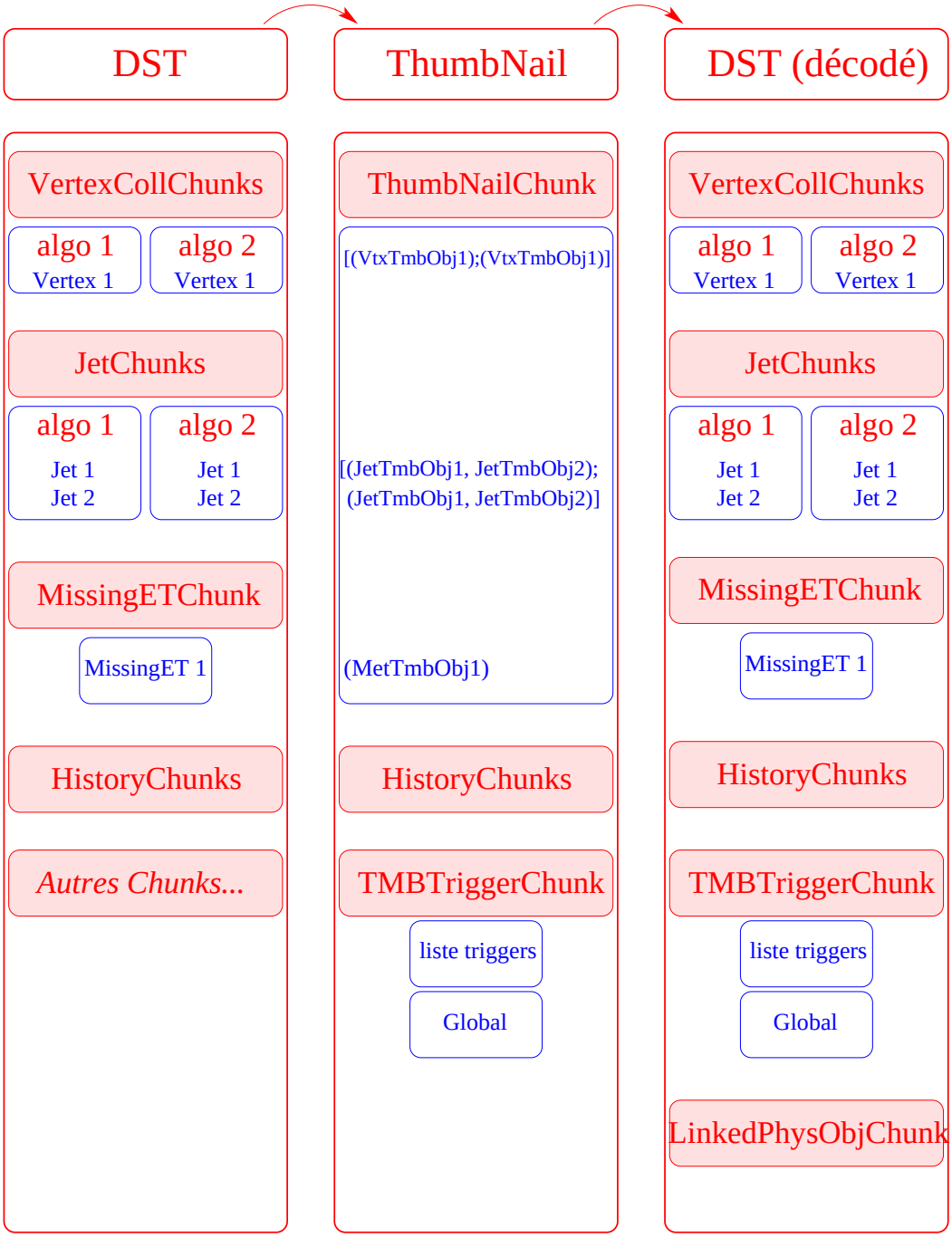

FIG. 3.5 – Schéma récapitulatif : DST, fichier ThumbNail, nouvelle DST. La notation utilisée dans ThumbNailChunk est la suivante : “[;]” sont les “supervecteurs”, contenant les vecteurs de $TmbObj$: “(,)”.

3.4 ThumbNail Tree (TMBTree)

3.4.1 Définition

Le TMBTree est un fichier de format ROOT [71], directement analysable avec ce logiciel. Le point de départ de la construction du TMBTree est un format DST, ce qui rend son élaboration possible à partir des DST fournies par le programme de reconstruction *DØReco*, ou des DST fournies par le décodage d'un fichier ThumbNail. L'information contenue dans le TMBTree est basée sur celle présente dans le fichier ThumbNail.

L'objectif visé par l'élaboration de cet outil, qui était le remplacement à terme du format ROOT HEP-tuple, a été atteint. Les avantages du TMBTree par rapport au ROOT HEP-tuple sont les suivants :

- L'espace utilisé pour chaque événement est considérablement inférieur à celui utilisé par le ROOT HEP-tuple : $\sim$ 20 kbytes au lieu de $\sim$ 150 kbytes, notamment grâce à la structure du TMBTree et à l'algorithme de compactification *gzip*.

- Alors que le ROOT HEP-tuple était construit sur la base d'une structure en tableau, la construction du TMBTree est basée sur une philosophie *orientée objet*, utilisant les avantages du c++, langage officiel dans l'expérience DØ.

- La structure du TMBTree permet une grande efficacité de stockage des événements, aussi bien en espace utilisé (comme vu précédemment) qu'en durée d'enregistrement et en temps d'accès à l'information.

- Le TMBTree est un outil récent et bénéficie de fonctionnalités nouvelles du logiciel ROOT, comme l'utilisation de pointeurs par exemple.

- Le TMBTree contient toutes les informations utiles sur les relations entre objets reconstruits par DØ Reco alors que le ROOT HEP-tuple en contenait très peu.

3.4.2 Structure

Le TMBTree contient un *Tree*, objet ROOT permettant de stocker les événements dans une structure ramifiée. Le *Tree* est composé de branches définissant les différents types d'objets enregistrés. Il existe une seule branche par type d'objet, contrairement aux *Chunks* des DST : si un même type d'ob-

jet est reconstruit par différents algorithmes, plusieurs blocs existent dans les DST, mais une seule branche est construite dans le TMBTree. Les différents algorithmes sont alors identifiés par une étiquette ajoutée à chacun de objets de ce type.

Les objets enregistrés dans les branches du *Tree* ne sont pas identiques aux objets *DØReco* existant dans les DST, bien qu'ils s'en inspirent. Ils sont construits de façon à contenir les grandeurs physiques enregistrées dans le HEP-tuple par le programme *Reco_Analyze*. Ainsi, l'adaptation sur le TMBTree des analyses déjà développées sur le HEP-tuple est facilitée, grand soin étant donné à nommer ces variables de la même façon que dans le HEP-tuple. Le tableau 3.2 liste les types d'objets enregistrés dans le TMBTree, en correspondance avec le nom des branches et le nom de ces objets dans le TMBTree.

Type d'objet	Branches	Objets TMBTree
Traces	Trks	TMBTrks et TMBTrksIso
Particules EM	Emcl	TMBEmcl
Cellules EM	EmCells	TMBEmCells
Muons	Muon	TMBMuon
Taus	Taus	TMBTaus
Jets	Jets	TMBJets
Vertex	Vrts	TMBVrts
Et manquante	Met	TMBMet
Preshower central	CPS	TMBCps
Preshowers avants	FPS	TMBFps
Jets b ou c	bcJet	TMBBCJet
Information Globale	Glob	TMBGlob
Triggers	Trig	TMBTrig
Particule MC	MCpart	TMBMCpart
Vertex MC	MCvtx	TMBMCvtx
Liens entre les objets	TRefs	TMBTRefs

TAB. 3.2 – Liste des objets enregistrés dans le TMBTree.

De même que pour le fichier ThumbNail, deux objets TMBTree différents sont construits pour les traces, les traces isolées bénéficiant d'informations supplémentaires. L'objet TMBGlob contient l'information globale sur l'événement : numéro du *run*, numéro de l'événement, luminosité, champ magnétique. Les objets TMBMCpart et TMBMCvtx contiennent les informations spécifiques aux événements simulés.

Les associations et recouvrements possibles entre objets sont enregistrées

dans TMBTRefs, sous forme de pointeurs ou de vecteurs de pointeurs. Toutes les associations entre les traces et les autres objets, entre les particules électromagnétiques et les autres objets sont stockées. D'autre part, sont aussi stockés les recouvrements possibles entre objets jets, taus et particules électromagnétiques suffisamment proches pour être les mêmes objets ($\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2)} < 0.1$). De même pour les associations entre une particule simulée et un objet du détecteur (cf. 3.3.3).

3.4.3 Algorithme

3.4.3.1 Création du TMBTree

L'algorithme du programme de création du TMBTree est le suivant :

- Le programme commence par créer le *Tree*, puis les branches.

- Pour chaque événement, il lit les blocs DST, construit les objets TMBTree correspondant aux objets *DØReco* trouvés , puis enregistre ces objets dans les branches correspondantes, en les étiquetant suivant l'algorithme de reconstruction s'il en existe plusieurs.

- Une fois tous les événements enregistrés, l'algorithme de compactification *gzip* est appliqué, permettant une diminution de l'espace utilisé, sans perte d'information. Les événements enregistrés sous ce format occupent un espace de $\sim$ 20 kbytes chacun, soit deux fois la taille d'un fichier ThumbNail.

3.4.3.2 Interface *TMB_Analyze*

Le TMBTree n'est pas créé par les centres de calcul. Le soin est laissé à l'utilisateur de créer son propre TMBTree à partir d'un fichier ThumbNail ou à partir des DST produites par *DØReco*. Pour cela, un programme d'interface *TMB_Analyze* a été créé, grâce auquel l'utilisateur a les possibilités de choix suivantes :

- Un premier choix possible est le point de départ des DST produites par *DØReco* ou celui d'un fichier ThumbNail. Dans le cas du fichier ThumbNail, le programme d'interface effectue le décodage avant la création du fichier de sortie.

- L'utilisateur dispose d'un jeu de paramètres lui permettant de choisir parmi les objets existants ou les algorithmes de reconstruction ceux

qu'il veut enregistrer ou pas. Il peut aussi facilement ajouter des objets supplémentaires qu'il voudrait voir enregistrés dans son TMBTree.

De plus, certains algorithmes d'analyse du TMBTree sont fournis, formant une base utile pour l'utilisateur [72].

3.5 Schéma récapitulatif

L'ensemble de toutes les étapes précédemment décrites dans ce chapitre sont illustrées par le schéma de la fig3.6. L'ancien outil *Reco_Analyze* créant le ROOT HEP-tuple est également représenté.

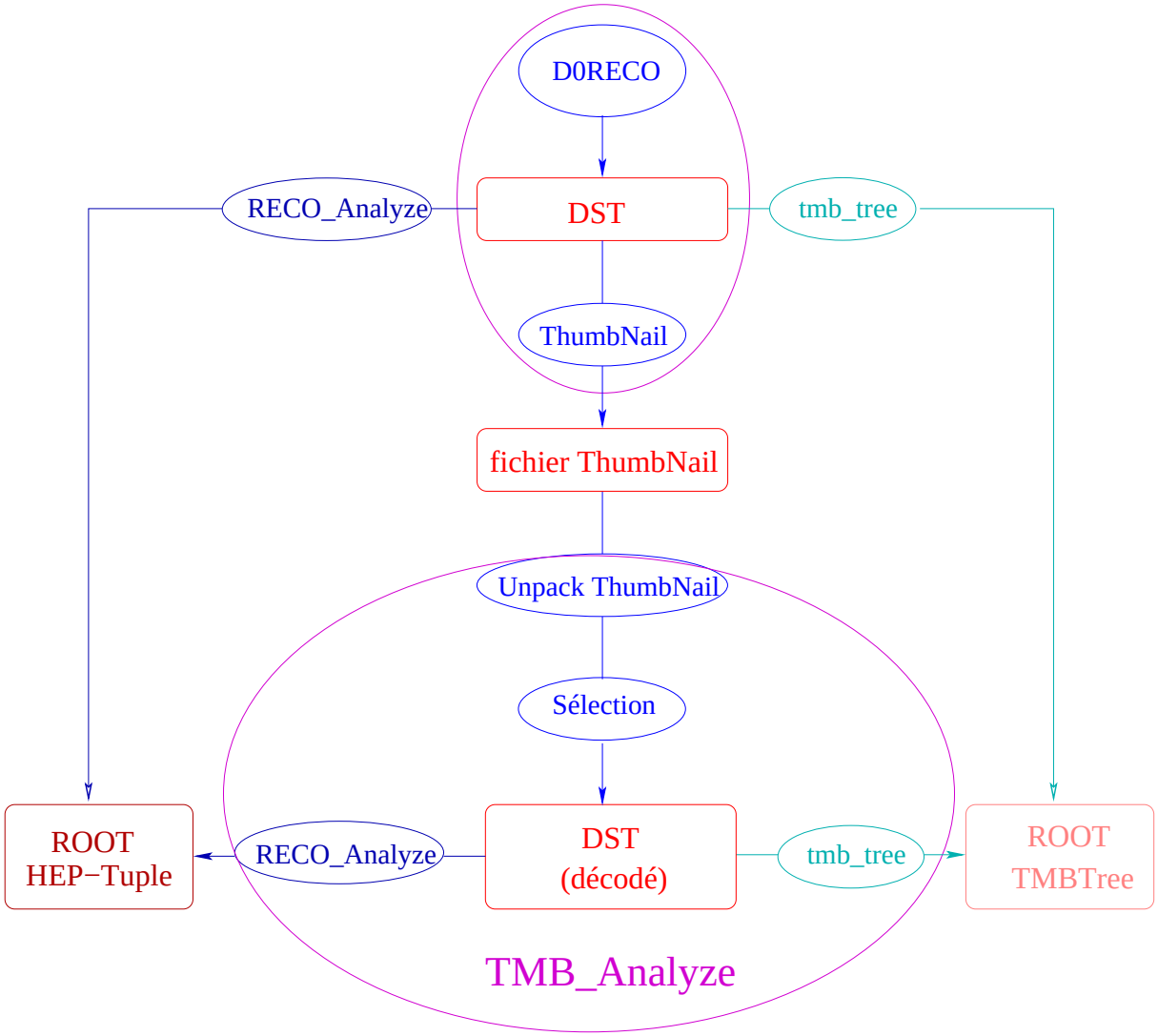

FIG. 3.6 – Flux des données au travers de ThumbNail.

3.6 Résumé

Un format condensé de données est indispensable à l'expérience DØ pour faire face au flux de données sortant du détecteur et aux productions Monte-Carlo de plus en plus importantes ; ThumbNail a été conçu pour assumer ce rôle. La phase de test a été terminée en Novembre 2002, date à laquelle le format ThumbNail a commencé à être produit par les centres de calcul. ThumbNail est maintenant le format officiel d'analyse dans l'expérience DØ.

Le format TMBTree, directement utilisable avec le logiciel de visualisation et d'analyse ROOT, a remplacé en partie le ROOT HEP-tuple. De nos jours, une grande partie des analyses utilisent ce format. L'interface fournie permet une exploitation de cet outil optimisée et adaptable aux besoins.

L'analyse effectuée dans cette thèse, exposée dans les trois prochains chapitres, utilise également le TMBTree, créé à partir de fichiers ThumbNail décompactifiés et décodés.

Chapitre 4

Processus physiques

Ce chapitre est consacré à la description des différents processus physiques intervenant dans l'analyse choisie pour cette thèse : la recherche du *s*bottom le plus léger dans sa désintégration en cascade. Le signal constitué par ce canal est exposé dans la première section. Les différents bruits de fond du Modèle Standard inhérents à cette étude sont décrits dans les sections suivantes. Les processus présentant une signature intrinsèque identique au signal, appelés bruits de fond "physiques", sont considérés en premier lieu. Suivent les bruits de fond "instrumentaux", processus de topologies différentes mais transformés en bruits de fond par des mauvaises estimations expérimentales. Les ordres de grandeur des produits de la section efficace par les rapports de branchement sont donnés pour ces différents processus.

4.1 Le signal

4.1.1 Définition et signature

Le cadre choisi pour cette analyse est le modèle supersymétrique mSUGRA avec conservation de la R-Parité, décrit dans le chapitre 1. La particule supersymétrique la plus légère (LSP) est le neutralino le plus léger $\tilde{\chi}_1^0$.

Dans ce cadre sont considérés les processus amenant à la production d'au moins un *s*bottom léger $\tilde{b}_1$. Celui-ci peut être produit par paire ou accompagné d'une autre particule supersymétrique, par exemple un glu*ino*. Il peut également résulter de désintégrations d'autres particules supersymétriques (cf. chapitre 1, section 1.3.3).

Le $\tilde{b}_1$ produit, ou l'un des deux s'ils apparaissent par paire, se désintègre alors en cascade de la façon suivante :

$$\tilde{b}_1 \;\rightarrow\; \tilde{\chi}_2^0\, b, \text{ puis } \tilde{\chi}_2^0 \;\rightarrow\; e^+\, e^-\, \tilde{\chi}_1^0$$

La désintégration du $\tilde{\chi}_2^0$ en deux électrons est obtenue soit par l'intermédiaire d'un Z réel ou virtuel : $\tilde{\chi}_2^0 \;\rightarrow\; Z^{(*)}\, \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow\; e^+\, e^-\, \tilde{\chi}_1^0$, soit par l'intermédiaire d'un *s*électron : $\tilde{\chi}_2^0 \;\rightarrow\; \tilde{e}^{\pm}\, e^{\mp} \rightarrow\; e^+\, e^-\, \tilde{\chi}_1^0$.
Si le deuxième $\tilde{b}_1$ existe, aucune contrainte n'est appliquée sur ses désintégrations.

Un exemple d'un tel signal est illustré par le diagramme de la figure 4.1. Dans cet exemple, une paire de $\tilde{b}_1$ est produite, dont l'un se désintègre comme décrit précédemment et l'autre se désintègre directement en $\tilde{\chi}_1^0\, b$.

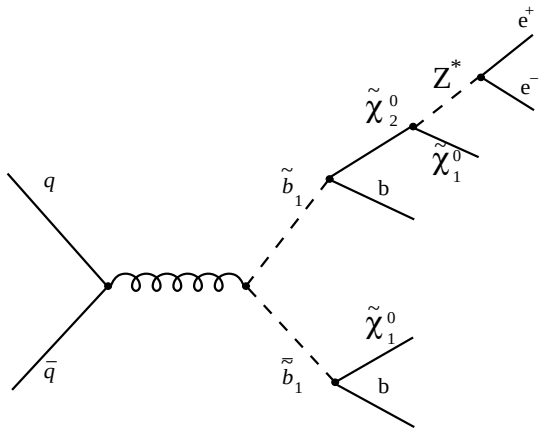

FIG. 4.1 – Exemple de diagramme pour le signal.

Ainsi, ce canal implique la signature suivante :

- **au minimum 2 électrons**, provenant de la désintégration du $\tilde{\chi}_2^0$,

- **au minimum 2 jets**, dont l'un est issu du b provenant du $\tilde{b}_1$, et l'autre provient de la particule accompagnant le $\tilde{b}_1$. Dans la plupart des cas, celui-ci est aussi un jet issu de b. Cependant à l'heure actuelle, l'identification du b n'est pas optimisée et ne sera pas utilisée dans cette analyse.

- une **énergie transverse manquante** élevée, due aux $\tilde{\chi}_1^0$ échappant à la détection et provenant de toutes les particules supersymétriques produites dans l'événement.

4.1.2 Espace d'étude

A ce stade, et dans le cadre précis du travail de cette thèse, trois remarques s'imposent :

- Il est impossible d'étudier tous les points de l'espace paramétrique mSUGRA.

- Le signal décrit ci-dessus est rare. Non seulement la section efficace de production du $\tilde{b}_1$ n'est pas élevée, mais de plus les contraintes sur les désintégrations entraînent un produit de la section efficace par les rapports de branchement très mince. Cette remarque est vérifiée par un outil de balayage de l'espace paramétrique mSUGRA (cf. chapitre 1, section 1.3.3.2) [75], fournissant pour chaque point les sections efficaces de production, masses et rapports de branchement des particules supersymétriques. La valeur maximale du produit de la section efficace par les rapports de branchement (BR) est :
$$(\sigma_{\tilde{b}_1} \times BR_{\tilde{b}_1 \to \tilde{\chi}_2^0 b} \times BR_{\tilde{\chi}_2^0 \to e^+e^- \tilde{\chi}_1^0})_{max} = 0.73 \text{ pb}$$
Celle-ci est obtenue pour le point :
$m_0 = 100$ GeV ; $m_{1/2} = 50$ GeV ; $A_0 = 500$; $tan\beta = 2$; sign$\mu = -1$.

- Enfin la luminosité qui est disponible pour cette analyse est de l'ordre de 50 pb^{-1}.

Au vu de ces remarques, il est impossible, dans l'environnement de cette thèse et par cette analyse, d'étendre le domaine d'exclusion auparavant estimé par d'autres expériences, en particulier par le LEP. Le choix de l'espace paramétrique mSUGRA se porte alors vers les points pour lesquels le produit de la section efficace par les différents rapports de branchement est optimal.

Ainsi, 23 points du balayage sont étudiés, pour lesquels la chaîne de simulation complète est appliquée (cf chapitre 2, section 2.3). Pour ces points, les valeurs des paramètres sont les suivantes[1] :

- $m_0 = 100,\ 150,\ 200$ GeV ;
- $m_{1/2} = 50,\ 75,\ 100$ GeV ;
- $A_0 = -500,\ 0,\ 500$;
- $\tan\beta = 2,\ 3,\ 10,\ 20$;
- $\mathrm{sign}\mu = \pm 1$.

Pour ces 23 points, les valeurs des masses des particules supersymétriques sont caractérisées de la façon suivante :

- $m_{\tilde{b}_1} \in [103; 225]$ GeV ;
- $m_{\tilde{\chi}_2^0} \in [27; 91]$ GeV, $m_{\tilde{b}_1} - m_{\tilde{\chi}_2^0} \in [70; 150]$ GeV ;
- $m_{\tilde{\chi}_1^0} \in [13; 43]$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} \in [13; 48]$ GeV.

Le détail des caractéristiques de chacun des points est donné dans le chapitre 6, section 6.2 (tableau 6.1).

4.2 Les bruits de fond

Les bruits de fond pour cette analyse sont de différentes natures. Les premiers, appelé bruits de fond "physiques", sont les processus présentant la même signature que le signal. Les bruits de fond "instrumentaux" présentent une signature différente, mais sont transformés par une ou plusieurs mauvaise(s) identification(s) dans le détecteur. Cette section s'appuie sur les références [76, 77, 78].

4.2.1 Bruits de fond physiques

4.2.1.1 $t\,\bar{t}$

Les processus de production de paires top-antitop représentent un bruit de fond dans les cas de désintégrations suivantes [2] :

- 1 : $t\bar{t} \to Wb\,Wb \to e\nu j\ e\nu j$
- 2 : $t\bar{t} \to Wb\,Wb \to e\nu j\ \tau\nu j$, puis $\tau \to e\nu\nu$
- 3 : $t\bar{t} \to Wb\,Wb \to \tau\nu j\ \tau\nu j$, puis $\tau\,\tau \to e\nu\nu\ e\nu\nu$

[1] les 23 points sélectionnés ne sont pas toutes les combinaisons possibles entre ces paramètres.

[2] Dans toute la suite les abréviations e pour électron et j pour jet sont utilisées.

Les résultats récents de DØ (présentés à la conférence de Moriond 2003) estiment la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ à

$$\sigma_{t\bar{t}} = 8.4\ ^{+4.5}_{-3.7}\ (\text{stat})\ ^{+5.3}_{-3.5}\ (\text{sys})\ \pm 0.8\ (\text{luminosité})\ \text{pb}\ [79]$$

ce qui est en accord avec les résultats du Run I [80] et l'accroissement d'énergie dans le centre de masse. L'ensemble des désintégrations précédentes représentent :

$$\begin{aligned}\sigma_{t\bar{t}} \times (BR_1 + BR_2 + BR_3) &= \sigma_{t\bar{t}} \times (BR_{t\bar{t}\to e\nu j\ e\nu j} + BR_{t\bar{t}\to e\nu j\ \tau\nu j} \times BR_{\tau\to e\nu\nu} \\ &\quad + BR_{t\bar{t}\to \tau\nu j\ \tau\nu j} \times BR^2_{\tau\to e\nu\nu}) \\ &\sim 8.4 \times (0.88 + 0.16 + 0.03)\ 10^{-2} \sim 9.0\ 10^{-2}\ \text{pb}\end{aligned}$$

ce qui est très faible, mais d'ordre de grandeur comparable au signal dans la plupart des cas. L'attention doit donc être portée sur ce bruit de fond, qui de plus est très ressemblant au signal.

4.2.1.2 dibosons

Les différentes productions de paires de bosons peuvent apporter une contribution aux bruits de fond dans les cas décrits ci-dessous.

- $WW + \geq 2jets$
  avec les désintégrations suivantes :
  - 1 : $WW \to e\nu\ e\nu$
  - 2 : $WW \to e\nu\ \tau\nu$, puis $\tau \to e\nu\nu$
  - 3 : $WW \to \tau\nu\ \tau\nu$, puis $\tau\ \tau \to e\nu\nu\ e\nu\nu$

  La section efficace de production de paires de W est estimée pour le Run II à $\sigma_{WW} \sim 8$ pb. Ces processus WW seuls représentent :

  $$\begin{aligned}\sigma_{WW} \times (BR_1 + BR_2 + BR_3) &\sim 8 \times (1.15 + 0.20 + 0.04)\ 10^{-2} \\ &\sim 11.1\ 10^{-2}\ \text{pb}\end{aligned}$$

  Cette estimation est du même ordre de grandeur que celle du $t\bar{t}$, mais elle doit être multipliée par le facteur correspondant à l'apparition d'au moins deux jets dans ce genre de processus, qui est de l'ordre de 14 %. Ceci rend ce processus négligeable.

- $WZ + \geq 2jets$
  avec les désintégrations suivantes :
  - 1 : $WZ \to l\nu\ ee$
  - 2 : $WZ \to$ (toutes désintégrations du W) $\tau\tau$, puis $\tau\ \tau \to e\nu\nu\ e\nu\nu$
  - 3 : $WZ \to e\nu\ \tau\tau$, puis un $\tau \to e\nu\nu$
  - 4 : $WZ \to \tau\nu\ \tau\tau \to e\nu\nu\nu\ e\nu\nu$ (toutes désintégrations de l'autre τ sauf $e\nu\nu$)

La section efficace de production de WZ est estimée pour le Run II à $\sigma_{WZ} \sim 2.5$ pb, ce qui donne

$$\begin{aligned}\sigma_{WZ} \times (BR_1 + BR_2 + BR_3 + BR_4) &\sim 2.5 \times (1.08 + 0.11 + 0.05 + 0.01)\ 10^{-2} \\ &\sim 3.1\ 10^{-2}\ \text{pb}\end{aligned}$$

Multiplié au facteur d'apparition de deux jets, ce processus est négligeable.

- $ZZ+ \geq 2jets$
  avec les désintégrations suivantes :
  - 1 : $ZZ \to ee\ \nu\nu$
  - 2 : $ZZ \to \tau\tau$ (toutes désintégrations de l'autre Z), puis $\tau\ \tau \to e\nu\nu\ e\nu\nu$

  La section efficace de production de paires de Z est estimée à $\sigma_{ZZ} \sim 1.8$ pb. Ainsi :

  $$\sigma_{ZZ} \times (BR_1 + BR_2) \sim 1.8 \times (0.67 + 0.11)\ 10^{-2} \sim 1.4\ 10^{-2}\ \text{pb}$$

  Ce processus est donc également négligeable.

4.2.1.3 Drell-Yan

Les processus de type Drell-Yan ont pour intermédiaire un photon ou un Z, réel ou virtuel. Le seul processus Drell-Yan dont la signature est la même que le signal est le suivant :

$$\gamma^{(*)}/Z^{(*)} \to \tau\ \tau \to e\nu\nu\ e\nu\nu$$

auquel il faut ajouter un minimum de 2 jets. La section efficace de ce type de processus dépend de la fenêtre de masse considérée pour le photon virtuel ou le Z. Le tableau 4.1 donne les sections efficaces des processus $Drell - Yan + jets$ multipliées par les rapports de branchement en $\tau\tau$ et ee, en fonction de quelques fenêtres de masse et pour toute la gamme en énergie transverse des jets.

Masse (γ^*/Z^*) (GeV)	(2-60)	(60-130)	(130-250)	(250-500)	>500
$\sigma \times BR(\tau\tau)$ (pb)	613 10^1	182	1.37	0.115	4.55 10^{-3}
$\sigma \times BR(ee)$ (pb)	198 10^2	183	1.37	0.115	4.66 10^{-3}

TAB. 4.1 – Sections efficaces de production $Drell - Yan + jets$ multipliées par les rapports de branchement en $\tau\tau$ et ee.

Le rapport de branchement de la désintégration $\tau\tau \to e\nu\nu\ e\nu\nu$ est :

$$BR_{\tau\tau \to e\nu\nu\ e\nu\nu} = 3.2\%$$

Les trois premières fenêtres de masse peuvent donc apporter une contribution non négligeable aux bruits de fond physiques.

4.2.2 Bruits de fond instrumentaux

Plusieurs catégories de mauvaise identification d'une ou plusieurs des composantes de l'état final recherché définissent les bruits de fond instrumentaux suivants :

- les processus comprenant au moins 3 jets, de l'énergie transverse manquante, et un électron. Un des jets est mal identifié et simule l'apparition d'un deuxième électron.

- les processus comprenant au moins 2 jets, au moins deux électrons mais dont l'énergie transverse manquante provient d'une mauvaise estimation de l'énergie déposée dans le calorimètre.

- les processus comprenant au moins 4 jets et de l'énergie transverse manquante, mais dont 2 jets mal identifiés donnent 2 électrons.

- enfin, les processus comprenant au moins 4 jets, dont l'énergie transverse manquante et les deux électrons proviennent de mauvaises identifications des jets et de mauvaise(s) mesure(s) des dépôts d'énergie dans le calorimètre.

4.2.2.1 $\geq$ 3 jets + 1 électron + $\not{E}_t$

W + $\geq$ 3 jets

Le processus de production du boson W, accompagné d'un minimum de 3 jets, peut simuler l'état final recherché dans les cas suivants :
- $W \to e\nu$,
- $W \to \tau\nu,\ \tau \to e\nu\nu$

La section efficace de production d'un W accompagné d'au moins 3 jets est estimée à $\sigma_{W+\geq 3jets} \sim 965$ pb, d'où

$$\begin{aligned} \sigma_{W+\geq 3jets} \times (BR_{W\to e\nu} + BR_{W\to\tau\nu} \times BR_{\tau\to e\nu\nu}) &\sim 965 \times (10.7 + 1.9)\ 10^{-2} \\ &\sim 121.8 \text{ pb} \end{aligned}$$

Cette estimation doit être multipliée par la probabilité qu'un des 3 jets soit identifié comme un électron. Celle-ci dépend de plusieurs paramètres, dont la localisation en η dans le détecteur ou l'impulsion transverse du jet qui va simuler un électron. La probabilité qu'un jet simule un électron est de l'ordre du pourcent (cf. chapitre 6, section 6.4.2). Ainsi la section efficace devient $\sim 121.8 \times 3\% \sim 3.6$ pb. Ce bruit de fond est donc potentiellement ~ 50 fois plus important que le processus physique $t\bar{t}$.

Drell-Yan

Le processus de type Drell-Yan aboutissant à un seul électron et de l'énergie transverse manquante est le suivant :

$$\gamma^*/Z^* \to \tau\,\tau \to e\nu\nu \text{ (toutes désintégrations de l'autre } \tau \text{ sauf } e\nu\nu),$$

auquel il faut rajouter au moins 3 jets, dont l'un est mal identifié en électron. Le rapport de branchement correspondant à cette désintégration des deux τ est :

$$BR_{\tau\tau\to e\nu\nu\ (toutes\ sauf\ e\nu\nu)} = 14.7\%.$$

Pour ce processus, les fenêtres de masse suivantes peuvent donc contribuer aux bruits de fond (cf. tableau 4.1) :

- (2-60) : $\sigma \times BR\tau\tau \times BR_{\tau\tau\to e\nu\nu\ (toutes\ sauf\ e\nu\nu)} \times 3\% \sim 27.0$ pb
- (60-130) : $\sigma \times BR\tau\tau \times BR_{\tau\tau\to e\nu\nu\ (toutes\ sauf\ e\nu\nu)} \times 3\% \sim 0.8$ pb

t$\bar{t}$

Contribuent les désintégrations suivantes :

- 1 : $t\bar{t} \to Wb\,Wb \to e\nu j$ (toutes désintégrations de l'autre W sauf $e\nu)j$
- 2 : $t\bar{t} \to Wb\,Wb \to \tau\nu j$ (toutes désintégrations de l'autre W sauf $e\nu)j$, puis $\tau \to e\nu\nu$

D'où

$$\sigma_{t\bar{t}} \times (BR_1 + BR_2) \sim 8.4 \times (8.4 + 1.5)\ 10^{-2} \sim 0.8 \text{ pb}$$

ce qui est très faible, sachant qu'il faut multiplier cette estimation par $\sim 3\%$.

dibosons

Certaines désintégrations des paires de dibosons +jets peuvent contribuer, mais la section précédente a montré que les productions de ces processus sont très faibles, donc totalement négligeables dans ce cas où le facteur multiplicatif sur la section efficace est de $\sim 3\%$.

4.2.2.2 $\geq$ 2 jets + 2 électrons

Drell-Yan

La désintégration $\gamma^*/Z^* \to ee$ fournit 2 électrons et une énergie transverse manquante nulle. En ajoutant au moins deux jets, les fenêtres (2-60),(60-130),(130-250),(250-500) pourraient fournir des bruits de fond importants (cf. tableau 4.1), une mauvaise mesure de l'énergie transverse manquante étant très probable.

dibosons

Les processus
– $WZ \to jj\ ee : \sigma_{WZ} \times BR_{W\to jj} \times BR_{Z\to ee} \sim 2.5 \times 2.3\ 10^{-2} \sim 5.7\ 10^{-2}$pb,
– $ZZ \to ee\ \ jj : \sigma_{ZZ} \times BR_{Z\to jj} \times BR_{Z\to ee} \sim 1.8 \times 2.3\ 10^{-2} \sim 4.1\ 10^{-2}$pb
fournissent 2 électrons, 2 jets et une énergie manquante nulle. Dans ce cas, ils deviennent comparables au bruit de fond $t\bar{t}$ physique.

4.2.2.3 $\geq$ 4 jets + $\not\!\!E_t$

Certaines des désintégrations des processus $W + jets$, $Drell - Yan + jets$, $t\bar{t} + jets$ ou $dibosons + jets$, peuvent amener un état final avec un minimum de 4 jets et de l'énergie transverse manquante. Cependant il faut multiplier le produit $\sigma \times BR$ par la probabilité que deux jets dans l'événement soient identifiés comme des électrons, qui est de l'ordre de 0.06% pour un événement à 4 jets[3]. Ces processus apportent donc une contribution négligeable dans ce cas.

4.2.2.4 $\geq$ 4 jets

Les processus contenant au moins 4 jets, sans énergie transverse manquante, sont dominés par les processus QCD [81]. L'énergie transverse manquante apparaît suite à des mauvaises mesures des dépôts d'énergie dans le calorimètre, et les deux électrons proviennent de mauvaises identifications des jets. Malgré la très faible probabilité que deux jets d'un événement à 4 jets simulent 2 électrons, la section efficace des processus QCD est si élevée que ceux-ci constituent le bruit de fond principal de cette analyse. En effet,

$$\sigma_{QCD,\geq 4jets} \times p_{2jets\to 2électrons} \sim 23 \text{ mb} \times 0.06\ 10^{-2} \sim 13.8\ \mu\text{b}$$

où $p_{2jets\to 2électrons}$ est la probabilité pour que deux jets dans l'événement soient identifiés comme deux électrons.

De plus , l'expérience du Run I a montré que les événements QCD ne sont pas bien décrits par les productions Monte-Carlo (en particulier les distributions d'énergie transverse manquante se sont pas bien estimées) [82]. Ce bruit de fond doit donc être estimé à partir des données. Cette étude sera décrite dans le chapitre 6.

[3]En effet, chaque jet a une probablité de l'ordre du pourcent de simuler un électron, la probabilité pour que 2 jets simulent 2 électrons est donc de 0.01%, et parmi 4 jets, six couples de jets sont possibles.

4.3 Résumé

Ce chapitre a décrit l'état final du signal étudié et les différents bruits de fond intervenant dans l'analyse. Pour chaque type de bruit de fond, une estimation de l'ordre de grandeur de la section efficace multipliée par le rapport de branchement a été donnée.

23 points de l'espace mSUGRA sont considérés pour la production d'au moins un sbottom léger se désintégrant en cascade et dont l'état final comprend un minimum de 2 jets, 2 électrons et une énergie transverse manquante élevée.

Le bruit de fond principal est constitué par les processus QCD à quatre jets, dont deux jets mal identifiés aboutissent à deux électrons, et dont l'énergie transverse manquante est issue d'une mauvaise mesure de l'énergie contenue dans le calorimètre. L'estimation de ce bruit de fond sera élaborée sur les données.

Les autres bruits de fond sont les productions de $W + jets$, $Drell - Yan + jets$, $t\bar{t}$, et enfin $dibosons + jets$ (WW, WZ, ZZ). Ceux-ci sont estimés par simulation Monte-Carlo en utilisant la chaîne complète de simulation de DØ.

Les différentes sélections permettant de rejeter ces bruits de fond, ainsi que leurs effets sur les données réelles et simulées seront décrits dans le chapitre 6.

Chapitre 5

Objets physiques

L'objectif de ce chapitre est la description détaillée des objets physiques utilisés dans l'analyse du *s*bottom : électron, jet, énergie transverse manquante. Ces objets sont issus de la reconstruction complète utilisant les informations des différents sous-détecteurs. Pour chaque objet, sont décrits les algorithmes de reconstruction, puis les critères de certification.

5.1 Electrons

L'identification des électrons est effectuée en plusieurs étapes. La phase de reconstruction permet la création d'amas (*clusters*) de tours calorimétriques, puis la sélection des candidats électromagnétiques. Par la suite, durant la phase d'analyse, ces candidats reconstruits subissent des critères plus fins d'identification. Ces trois étapes sont détaillées ci-dessous [1].

5.1.1 *Clusters* de tours

Les *clusters* de tours sont élaborés à l'aide d'un algorithme de "cône simple". Seule l'information provenant du calorimètre est utilisée par cet algorithme, qui fonctionne de la façon suivante [83, 84, 85] :

- La tour calorimétrique dont l'impulsion transverse est la plus élevée est choisie comme origine de l'amas de tours qui formera le futur objet candidat. La direction en (η, ϕ) de cette tour source est prise comme direction de référence.

- Toutes les tours contenues dans un cône de rayon $\mathcal{R} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} = 0.4$ autour de la direction de référence lui sont associées pour former un *cluster* de tours. A cet objet sont alors données les caractéristiques suivantes :

$$P_{t_{new}} = \sum_{i=1}^{N_{tours}} P_{t_i}$$

$$\eta_{new} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{tours}} P_{t_i}\ \eta_i}{P_{t_{new}}} \text{ et } \phi_{new} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{tours}} P_{t_i}\ \phi_i}{P_{t_{new}}}$$

  où N_{tours} est le nombre de tours dans le cône. Ces caractéristiques définissent la nouvelle direction de référence. Cette étape est alors itérée jusqu'à ce que la direction soit stable.

- Ces deux étapes sont itérées sur les autres tours calorimétriques jusqu'à ce qu'il n'en reste aucune possédant une impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV. Les candidats sont alors les *clusters* de tours dont l'impulsion transverse totale est supérieure à 1.5 GeV.

[1] L'algorithme de reconstruction décrit est celui utilisé pour l'analyse de cette thèse, ce n'est pas le seul existant dans DØ.

5.1.2 Candidats électromagnétiques

Ces *clusters* n'ont encore aucune particularité électromagnétique. Les critères de sélection des candidats électromagnétiques durant l'étape de reconstruction sont les suivants [86] :

- Un électron (ou un photon) dépose toute son énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre. Ainsi, la fraction électromagnétique du *cluster* f_{EM}, définie comme le rapport de l'énergie déposée dans les couches électromagnétiques du calorimètre E_{EM} sur l'énergie totale déposée E_{tot}, doit être supérieure à 90% :

$$f_{EM} = E_{EM}/E_{tot} > 0.9$$

- D'autre part, un électron (ou un photon) non issu de désintégrations de quarks est isolé [2]. Le critère d'isolation est défini à l'aide de la fraction d'isolation suivante :

$$f_{iso} = \frac{E_{tot} - E_{EM}(\mathcal{R} < 0.2)}{E_{EM}(\mathcal{R} < 0.2)}$$

  où E_{tot} est l'énergie totale du *cluster* et $E_{EM}(\mathcal{R} < 0.2)$ l'énergie déposée dans les couches électromagnétiques à l'intérieur d'un cône de rayon 0.2 autour de la direction du *cluster*. Plus l'électron est isolé, plus cette fraction est petite. La coupure, basée sur des études de simulations Monte-Carlo est $f_{iso} < 0.2$.

Les coordonnées cartésiennes de chaque *cluster* candidat vérifiant ces critères sont alors calculées dans chacune des couches du calorimètre, grâce aux positions des cellules du *cluster* pondérées par leur énergie. Les coordonnées de la troisième couche électromagnétique, associées aux informations sur le vertex primaire, sont utilisées pour le calcul de quadri-vecteur impulsion (E_{tot}, p_x, p_y, p_z) du candidat, en considérant que celui-ci possède une masse nulle. Pour chaque particule candidate, un "type" (ID) est défini aidant à reconnaître les électrons des photons, à ce stade il est égal à 10 pour tous les candidats.

D'autre part, d'autres amas d'énergie sont reconstruits dans les détecteurs de pieds de gerbe. Si un de ces amas est compatible avec un candidat électromagnétique (dans une fenêtre en $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ autour de la direction de celui-ci), les deux objets sont associés, et l'énergie totale du candidat est alors la somme de leurs énergies respectives.

De même, les traces sont reconstruites dans les détecteurs de traces centraux (SMT et CFT). La trace la plus proche du candidat lui est associée si

[2] Pour les électrons non isolés, il existe une méthode d'identification appelée "méthode de la route" [87].

elle se situe dans une fenêtre en $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ autour de celui-ci. Le quadri-vecteur impulsion du candidat est alors recalculé en tenant compte des informations apportées par la trace : l'énergie est celle du *cluster* et la direction est celle de la trace. Le "type" devient égal à +11 (électron) ou -11 (positron). Si aucune trace n'est associée au candidat, son "type" reste égal à 10.

5.1.3 Identification des électrons

Les candidats décrits précédemment sont les électrons (ou photons) reconstruits. Lors de la phase d'analyse, ces candidats subissent tout d'abord des modifications énergétiques : correction des non-linéarités de l'électronique, corrections géométriques en fonction de η, et correction de l'échelle d'énergie grâce à l'étalonnage du calorimètre électromagnétique. Par la suite, les critères d'identification, optimisés sur les électrons issus du Z dans les données réelles, sont les suivants [88] :

- **type (ID)**
  Le type est explicitement demandé égal à 10 ou ± 11. Cela permet de sélectionner les candidats issus de l'algorithme de reconstruction décrit dans la section précédente, les autres algorithmes utilisant des types différents [83]. D'autre part, les candidats dont le type est égal à 10 sont conservés. En effet, si aucune trace n'est associée au candidat lors de l'étape de reconstruction, il n'est pas impossible qu'un autre algorithme indépendant aboutisse à un résultat positif.

- **fraction électromagnétique**
  Ce critère reste identique à celui appliqué lors de l'étape de reconstruction : $f_{EM} = E_{EM}/E_{tot} > 0.9$, où E_{EM} et E_{tot} sont respectivement les énergies du *cluster* déposées dans la partie électromagnétique du calorimètre et totale.

- **isolation**
  Le critère d'isolation est plus sévère que celui de la reconstruction : $f_{iso} < 0.15$.

- **matrice $\mathcal{H}$**
  La gerbe électromagnétique développée dans le calorimètre par un électron a une forme significative, très différente de celle d'un jet. La "matrice $\mathcal{H}$" est l'inverse de la matrice de covariance, élaborée à partir de variables décrivant la forme longitudinale et transverse d'une gerbe électromagnétique [89]. Dans la cadre de cette analyse, la matrice $\mathcal{H}$ utilisée est de dimension $d = 8$, élaborée à partir des variables suivantes :

- les fractions d'énergie déposées dans chaque couche électromagnétique : $f_{EM1}, f_{EM2}, f_{EM3}, f_{EM4}$. Celles-ci permettent la description de la forme longitudinale de la gerbe.
- la taille du *cluster* suivant l'axe z pour le calorimètre central, suivant l'axe r pour les calorimètres avant et arrière, et la taille du *cluster* dans le plan (r, ϕ). Ces variables définissent la forme transverse de la gerbe.
- le logarithme de l'énergie totale de la gerbe, et la position en z du vertex.

32 régions en η sont définies pour $0 \leq |\eta| \leq 3.2$. Pour chacune de ces régions, une matrice de covariance $\mathcal{M}$ est élaborée à partir d'électrons simulés. Chaque élément d'une matrice $\mathcal{M}$ est défini pour un échantillon de N particules de la façon suivante :

$$\mathcal{M}_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} (x_i^n - \bar{x}_i)(x_j^n - \bar{x}_j) \;\; i, j = 1 \text{ à } d$$

où x_i^n est la valeur de la variable numéro i pour la particule numéro n, et $\bar{x}_i$ la valeur moyenne de la variable numéro i. Pour un candidat numéro k, on définit le $\chi^2_{\mathcal{H}}$ de la matrice $\mathcal{H}$ de la façon suivante :

$$\chi^2_{\mathcal{H}} = \sum_{i,j=1}^{d} (x_i^k - \bar{x}_i)\mathcal{M}_{ij}^{-1}(x_j^k - \bar{x}_j)$$

Les gerbes électromagnétiques issues d'électrons et celles issues de jets peuvent alors être discréminées par une coupure sur la valeur de cette variable. Le critère est ici : $\chi^2_{\mathcal{H}} < 20$.

- **sélection en position**
  Des critères supplémentaires sont appliqués pour rejeter les candidats électrons dans les zones non instrumentées en ϕ, ou dans les zones inter-cryostats ($1.1 \leq |\eta| \leq 1.5$).

- **association avec une trace**
  Les candidats vérifiant toutes les certifications précédentes sont nommés électrons *tight*, cette appelation sera conservée pour la suite du chapitre et le chapitre suivant. Une coupure supplémentaire peut être appliquée aux électrons *tight* : l'association avec une trace [90, 91]. Tout d'abord, pour chaque trace disponible et pour chaque cluster électromagnétique, un χ^2 est calculé. Dans le cas des traces globales (reconstruites par le

SMT et le CFT), χ^2 est défini comme

$$\chi^2 = \left(\frac{\delta\phi}{\sigma_\phi}\right)^2 + \left(\frac{\delta z}{\sigma_z}\right)^2 + \left(\frac{E_t/P_t - 1}{\sigma_{E_t/P_t}}\right)^2$$

où

- $\delta\phi$ et δz sont respectivement les différences en ϕ et en z entre la trace extrapolée dans la troisième couche électromagnétique et la position du *cluster* dans cette même couche,
- E_t et P_t sont respectivement l'énergie transverse du *cluster* mesurée dans le calorimètre et l'impulsion transverse de la trace,
- $\sigma_\phi = 5$ mrad, $\sigma_z = 7$ mm et $\sigma_{E_t/P_t} = 0.21$ sont les résolutions expérimentales des distributions en ϕ, z et E_t/P_t [3].

La condition d'association d'un électron avec une trace est alors satisfaite si la probabilité de χ^2 d'au moins une trace est supérieure à 1%.

5.2 Jets

Trois étapes sont nécessaires à l'obtention des jets tels qu'ils sont utilisés dans l'analyse : la reconstruction, l'identification et enfin la correction en énergie. Plusieurs algorithmes de reconstruction des jets existent dans DØ, cependant cette section ne décrira que l'algorithme utilisé pour l'analyse de cette thèse.

5.2.1 Reconstruction

La première étape de reconstruction utilise l'algorithme de cône simple décrit précédemment (cf. section 5.1.1), avec un rayon de cône $\mathcal{R} = 0.7$ et une énergie minimale de la tour source égale à 1 GeV [85].

Une fois tous les *clusters* établis, un traitement particulier est appliqué aux jets proches, c'est-à-dire dont la distance de séparation est inférieure à $2\mathcal{R}$. En effet, ceux-ci possèdent des tours communes et aucune tour ne doit être considérée plusieurs fois. L'algorithme fonctionne de la façon suivante :

- Si l'énergie commune aux deux jets est supérieure à 50% de l'énergie du jet de plus petite impulsion transverse, alors les deux jets sont rejoints

[3] σ_ϕ et σ_z dépendent des caractéristiques des traces, la valeur donnée ici est une valeur moyenne.

en un jet unique. Celui-ci est bâti dans un cône de rayon 0.7 autour du barycentre des deux jets, calculé entre les deux centres pondérés par les énergies transverses respectives des deux *clusters*.

- Dans le cas contraire, les deux jets sont gardés séparément, et chaque tour commune est assignée au jet le plus proche.

Les candidats jets sont alors les *clusters* dont l'énergie transverse totale est supérieure à 8 GeV.

5.2.2 Identification

Lors de la phase d'analyse, les critères d'identification suivants, étudiés sur les simulations Monte-Carlo et optimisés sur les données réelles, sont appliqués [92, 93] :

- **fraction électromagnétique**
  La fraction électromagnétique, définie précédemment, doit satisfaire la condition : $0.05 < f_{EM} < 0.95$, permettant d'éliminer certains faux jets.

- **fraction hadronique grossière** (*coarse hadronic fraction)*
  Cette fraction est définie comme le rapport de l'énergie dans la partie grossière du calorimètre hadronique (E_{CH}) et de l'énergie totale. Pour une mesure correcte de l'énergie du jet, celle-ci ne doit pas être trop élevée : $f_{CH} = E_{CH}/E_{tot} < 0.4$

- **fraction "chaude"** (*Hot fraction*)
  La fraction "chaude" est le rapport des énergies transverses des deux cellules les plus énergétiques du *cluster* : $f_{Hot} = E_{Hot1}/E_{Hot2}$, où E_{Hot1} et E_{Hot2} sont les énergies respectives de la première et de la deuxième cellule les plus énergétiques. Une fraction "chaude" élevée pourrait signaler la présence d'une cellule "chaude" dans le jet, possédant une très grande énergie due uniquement à du bruit. Le critère est établi à $f_{Hot} < 10$.

- **nombre de tours énergétiques**
  Le nombre de tours portant 90% de l'énergie transverse du *cluster*, n_{90}, doit être supérieur à 1.

- **critère de nettoyage**
  Un critère supplémentaire, résultant de l'étude de l'apparition de faux jets en fonction de la fraction d'énergie dans le calorimètre hadronique grossier (f_{CH}) et de la fraction du nombre de tours emportant 90% de

l'énergie ($f_{90} = n_{90}/N$ où N est le nombre de tours du *cluster*) doit être vérifié : $f_{90} < 0.8 - 0.5 \times f_{CH}$ ou $f_{CH} < 0.1$. Celui-ci permet une réduction considérable du nombre de faux jets, mais ajoute une inefficacité d'identification de $\sim 2 - 4\%$.

- **électrons tight**
  Les électrons *tight* définis précédemment peuvent également être reconstruits comme jets et sélectionnés par les critères précédents. Il est alors nécessaire de ne pas considérer deux fois le même objet. Pour cela, un électron *tight* passant les certifications des jets est considéré comme un électron [4], les jets doivent alors vérifier le critère suivant :

$$\Delta R_{(jet-électron\ tight)} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} > 0.7$$

  où $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ sont respectivement les différences en η et ϕ entre le jet considéré et chacun des électrons *tight* de l'événement.

5.2.3 Correction en énergie

L'objectif de ces corrections est d'obtenir l'énergie initiale de l'ensemble des particules dans un jet à partir de l'énergie du jet mesurée dans le calorimètre. Trois composantes principales sont considérées [94, 95, 96] :

- **soustraction de l'énergie non issue de l'interaction "dure"** (E_{offset})
  L'interaction "dure" est le processus s'effectuant au niveau des quarks ou gluons des protons et antiprotons incidents. L'énergie supplémentaire mesurée dans le calorimètre peut provenir de plusieurs sources : bruit de l'uranium, interactions multiples lors d'un seul croisement de faisceaux, empilement des événements des interactions précédentes (*pile-up*), et partons spectateurs (quarks ou gluons ne participant pas à l'interaction "dure"). Cette énergie est déterminée à partir des données réelles en calculant la densité d'énergie en (η, ϕ) enregistrée dans le détecteur à chaque croisement de faisceaux.

- **estimation de la réponse du calorimètre pour le jet** (R_{jet})
  La réponse en énergie du calorimètre est déterminée à l'aide d'événements $\gamma + jets$ issus de données réelles. Ces événements contiennent un photon accompagné d'un ou plusieurs jets, le photon et le jet de plus grande énergie transverse étant opposés en angle azimutal ϕ. Tout d'abord, les corrections électromagnétiques sont appliquées sur l'énergie du photon,

[4] La probabilité pour un jet d'être identifié en électron sera traitée dans le chapitre 6.

et sont répercutées sur la mesure de l'énergie transverse manquante. Celle-ci, dans le cas d'événements $\gamma + jets$, est uniquement due à la différence de réponse entre les photons et les jets. La réponse du calorimètre pour les jets est alors exprimée de la façon suivante :

$$R_{jet} = 1 + \frac{\vec{\not{E}}_t . \hat{n}_{t_\gamma}}{E_{t_\gamma}}$$

où $\not{E}_t$ est l'énergie transverse manquante, $\hat{n}_{t_\gamma}$ le vecteur unitaire portant la direction de l'énergie transverse du photon, et E_{t_γ} l'énergie transverse du photon. La réponse du calorimètre dépend de l'énergie et de la position en η du jet.

- **estimation de la composante du jet à l'extérieur du cône**
  Toute l'énergie d'un jet n'est pas toujours incluse dans un cône calorimétrique de rayon 0.7. La correction est déterminée sur les données réelles en estimant la densité d'énergie (corrigée de E_{offset}) dans des inter-cônes d'épaisseur $\Delta R = 0.1$ autour de la direction du jet, jusqu'au rayon "réel" du jet déterminé par des études du Run I. La fraction d'énergie du jet contenue dans le cône de 0.7 est alors

$$F = \frac{E_{cône}}{E_{réel}}$$

  où $E_{cône}$ est l'énergie contenue dans le cône de 0.7 et $E_{réel}$ l'énergie contenue dans le cône de rayon "réel".

L'énergie corrigée du jet s'écrit alors :

$$E_{corrigée} = \frac{E - E_{offset}}{R_{jet} \times F}$$

où E est l'énergie initiale du jet.

La figure 5.1 représente le facteur de correction ($E_{corrigée}/E$) et l'estimation de son erreur en fonction de l'énergie et de la position en η du jet, pour des jets issus de données réelles et reconstruits par l'algorithme de cône de rayon 0.7. Le facteur de correction et son erreur sont nettement plus importants dans la région inter-cryostat ($|\eta| \in [0.7, 1.4]$).

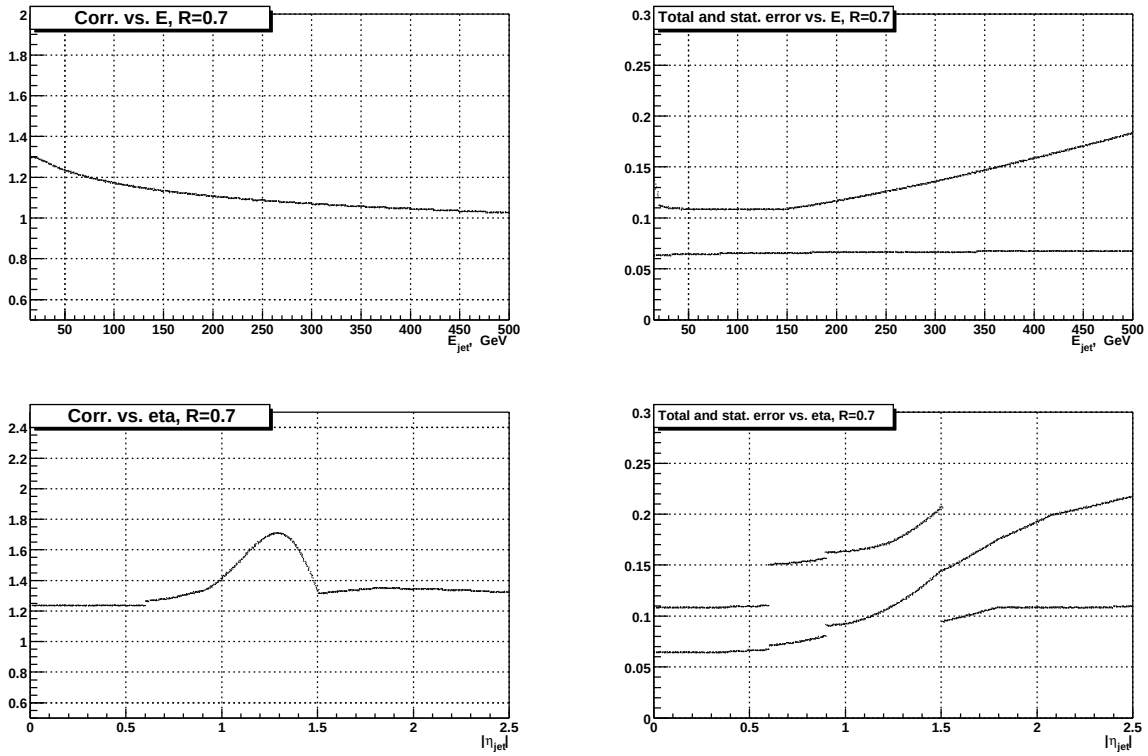

FIG. 5.1 – Facteurs de correction et leurs erreurs pour des jets de données réelles reconstruits avec un cône de 0.7. *En haut à gauche* : facteur de correction en fonction de l'énergie du jet pour des jets à $\eta = 0$. *En haut à droite* : erreurs statistique et totale sur ce facteur de correction. *En bas à gauche* : facteur de correction en fonction de la position en η pour des jets d'énergie $E = 50$ GeV. *En bas à droite* : erreurs statistique et totale sur ce facteur de correction.

5.3 Energie transverse manquante

L'énergie transverse manquante est définie vectoriellement de la façon suivante :

$$\vec{\not{E}}_t = \sum_i \vec{E}_{t_i}, \; i = 1 \text{ à } N_{cells}$$

où i est numéro de chaque cellule du calorimètre, N_{cells} le nombre total de cellules, et $\vec{E}_{t_i}$ la projection dans le plan transverse de l'impulsion de la cellule i, définie comme le vecteur dont la direction est celle de la cellule par rapport au vertex primaire, et dont la norme est l'énergie de la cellule.

Cependant, une attention particulière doit être apportée aux cellules intervenant dans le calcul de l'énergie transverse manquante [97]. En effet :

- les cellules "chaudes", dont l'énergie est issue uniquement de bruit, ne doivent pas être prises en considération dans le calcul.
- le bruit dans la partie hadronique grossière est responsable de nombreux "faux" jets, les cellules de cette partie peuvent donc facilement engendrer une mauvaise valeur de $\vec{\not{E}}_t$. Un traitement particulier leur est appliqué.

5.3.1 Traitement des cellules "chaudes"

Le traitement des cellules "chaudes" est effectué à deux niveaux différents :

- **prise de données**
  Lors de la prise de données, les cellules "chaudes" connues sont retirées des cellules traitées par l'électronique de lecture du calorimètre. La liste des cellules "chaudes" connues est établie pendant les périodes de prise de données d'étalonnage, en comparant les distributions en énergie de chaque cellule avec la valeur moyenne de l'énergie des cellules.

- **reconstruction**
  Lors de la phase de reconstruction, l'algorithme de réjection de cellules "chaudes" isolées (*New Anomalous Deposit Algorithm NADA*) [98] est appliqué événement par événement. Son fonctionnement est basé sur l'observation des cellules voisines à une cellule candidate, la réjection fonctionne de la façon suivante :
  - Une cellule candidate dont l'énergie transverse est inférieure à -1 GeV est rejetée [5].

[5] L'énergie d'une cellule peut être négative à la suite de la soustraction d'un niveau de bruit moyen dans les cellules.

- Une cellule candidate dont l'énergie transverse est comprise entre 1 et 5 GeV est rejetée si aucune des cellules voisines n'a une énergie transverse supérieure à 100 MeV.

- Une cellule candidate dont l'énergie transverse est comprise entre 5 et 500 GeV est rejetée si aucune des cellules voisines n'a une énergie supérieure à 2% de l'énergie de la cellule candidate.

- Une cellule candidate dont l'énergie transverse est supérieure à 500 GeV est systématiquement rejetée.

Toutes les cellules considérées comme "chaudes" n'interviennent pas dans le calcul de l'énergie tranverse manquante.

5.3.2 Traitement de la partie hadronique grossière

Le calcul de l'énergie transverse manquante est modifié pour tenir compte de l'apparition des faux jets liée à la partie hadronique grossière du calorimètre. L'estimation de l'énergie transverse manquante est effectuée de la façon suivante [99] :

- Pour toutes les parties du calorimètre exceptée la partie hadronique grossière, les énergies tranverses de toutes les cellules positives et des cellules négatives appartenant à des tours d'énergie positives sont considérées dans la somme.

- A cette somme sont ajoutées vectoriellement les énergies transverses de tous les jets satisfaisant les critères de sélection décrits précédemment, pondérées par la fraction de leur énergie dans la partie hadronique grossière. Ainsi l'énergie de la partie hadronique grossière n'est ajoutée que pour les bons jets.

- Le résultat est par la suite corrigé vectoriellement par les contributions des corrections des particules électromagnétiques et des jets de la façon suivante :

$$\not{E}_{t_{x,y}}^{corrigé} = \not{E}_{t_{x,y}} + \sum_{j}^{N_j} \Delta E_{t_{x,y}}^{j} + \sum_{e}^{N_e} \Delta E_{t_{x,y}}^{e}$$

  où $\not{E}_{t_{x,y}}$ sont les composantes x ou y de l'énergie transverse manquante avant correction, $\Delta E_{t_{x,y}}^{j}$ et $\Delta E_{t_{x,y}}^{e}$ les composantes x ou y de la correction en énergie transverse ajoutée aux jets et aux électrons. N_j et N_e sont les nombres respectifs de jets et d'électrons vérifiant les identifications. La figure 5.2 illustre les effets de ces corrections.

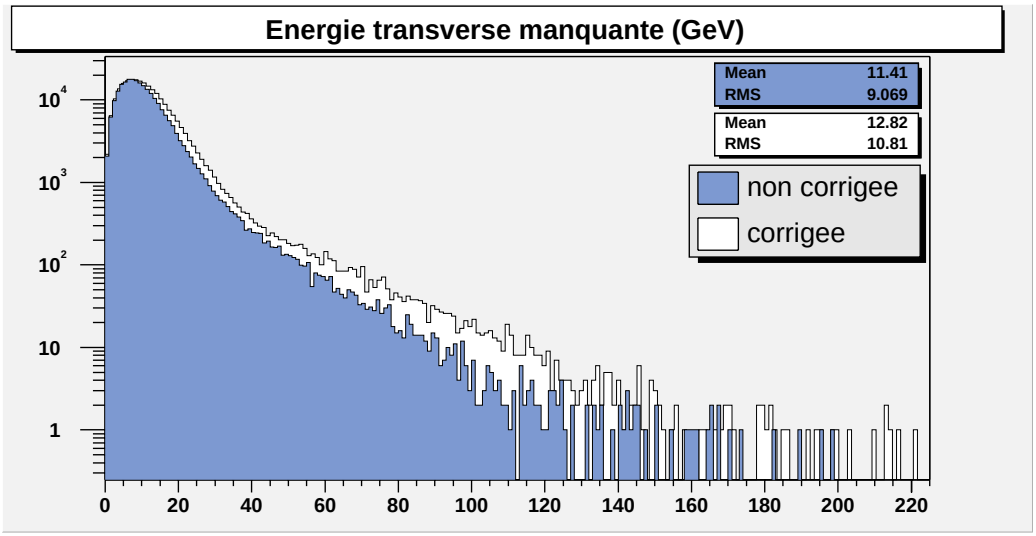

FIG. 5.2 – Comparaison de l'énergie transverse manquante avant et après correction sur des événements de données réelles contenant au moins un électron et au moins deux jets.

5.4 Résumé

Ce chapitre a décrit les objets physiques utilisés dans l'analyse du *s*bottom dans sa désintégration en cascade, de la reconstruction à l'identification finale.

Les **électrons** sont reconstruits par un algorithme de cône simple de rayon 0.4. Ils sont ensuite identifiés grâce aux critères suivants :

- fraction électromagnétique : $f_{EM} > 0.9$,
- isolation : $f_{iso} < 0.15$,
- matrice $\mathcal{H}$: $\chi^2 < 20$,
- position en η : $|\eta| \leq 1.1$ ou $|\eta| \geq 1.5$, et en ϕ : loin des zones non instrumentées,
- association avec une trace : $p(\chi^2) > 0.01$, où $p(\chi^2)$ est la probabilité associée à χ^2.

Des corrections en énergie sont apportées aux électrons ainsi sélectionnés.

Les **jets** sont reconstruits par un algorithme de cône de rayon 0.7, avec un traitement particulier pour les jets proches. L'identification lors de la phase d'analyse est effectuée au travers des critères suivants :

- fraction électromagnétique : $0.05 < f_{EM} < 0.95$,
- fraction hadronique grossière : $f_{CH} = E_{CH}/E_{tot} < 0.4$,
- fraction "chaude" : $f_{Hot} < 10$,
- nombre de tours portant 90% de l'énergie du jet : $n_{90} > 1$,
- critère supplémentaire de nettoyage : $f_{90} < 0.8 - 0.5 \times f_{CH}$ ou $f_{CH} < 0.1$
- électrons *tight* : $\Delta R_{(jet-\text{électron tight})} = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} > 0.7$, pour tous les électrons *tight*.

L'énergie de ces jets subit alors diverses corrections.

L'**énergie transverse manquante** est calculée à partir des cellules du calorimètre. Les cellules "chaudes" sont supprimées et un soin particulier est apportée à partie grossière du calorimètre hadronique. L'énergie transverse manquante est ensuite modifiée par les corrections en énergie des jets et électrons.

Chapitre 6

Analyse

Ce chapitre détaille l'analyse effectuée au cours de cette thèse. Celle-ci consiste en la recherche du *s*bottom le plus léger dans sa désintégration en cascade, dont la signature est au moins 2 électrons, au moins 2 jets, et une énergie transverse manquante significative. L'un au moins des jets est issu d'un quark b, cependant à ce stade de l'expérience, l'identification des jets issus de quarks b n'est pas encore optimisée, par conséquent aucune étude spécifique d'identification de jets issus de b n'est appliquée dans cette analyse.

La première section de ce chapitre est consacrée à la définition de l'échantillon de données utilisé. Puis les simulations Monte-Carlo du signal et des bruits de fond sont exposées en deuxième et troisième parties. La quatrième partie est consacrée à la description de l'estimation du bruit de fond QCD en utilisant les données réelles. Les critères de sélection du signal et les résultats obtenus sont détaillés dans les deux sections suivantes. Enfin, les améliorations possibles et les perspectives de cette analyse sont développées en dernière partie.

6.1 Echantillon de données

6.1.1 Définition de l'échantillon

Les données utilisées pour cette analyse constituent le lot officiel étudié pour la conférence de Moriond 2003, ce sont les données reconstruites avec les versions appelées p13.04 et p13.05 du programme de reconstruction. Elles correspondent à une période de prise de données entre le 19 Septembre 2002 et le 9 Janvier 2003. Les données plus anciennes, reconstruites avec des versions du programme de reconstruction antérieures, ne sont pas utilisées en raison de leur incompatibilité avec les versions p13.04 et p13.05 [1].

6.1.2 Trigger

6.1.2.1 Définition

Le *trigger* choisi pour cette analyse est appelé EM15_2JT15 [101]. Il est une combinaison de déclenchements sur un objet électromagnétique et deux objets de type jets. Il ne subit aucun facteur de réduction (*prescale*) lors de la prise de données, tout en gardant un seuil de déclenchement en énergie relativement bas. Cela permet de bénéficier de l'intégralité de la luminosité obtenue pour l'échantillon de données, tout en rejetant le minimum d'événements susceptibles de ressembler au signal recherché.

L'algorithme correspondant à ce *trigger*, basé uniquement sur les informations calorimétriques, présente les caractéristiques suivantes [102] :

- **niveau 1**
  Au premier niveau de déclenchement, un événement est sélectionné s'il contient au moins une tour calorimétrique dont l'énergie transverse dans la partie électromagnétique est supérieure à 10 GeV et deux tours calorimétriques dont les énergies transverses totales sont supérieures à 5 GeV. Il est important de noter que ces deux critères ne sont pas exclusifs, c'est-à-dire que la tour "électromagnétique" sélectionnée est également prise en considération dans le décompte des deux autres tours calorimétriques requises.

- **niveau 2**
  Un objet électromagnétique de niveau 2 est formé par l'association d'une tour source d'énergie transverse électromagnétique supérieure à 1 GeV

[1] Une reconstruction ultérieure de toutes les données avec la même version de reconstruction est prévue.

avec la tour voisine la plus énergétique parmi 4 des tours voisines. L'énergie transverse d'un tel objet est la somme des énergies transverses des deux tours associées.
Un jet de niveau 2 est formé par l'association d'une tour source d'énergie transverse totale supérieure à 1 GeV avec 8 de ses tours voisines. L'énergie transverse du jet est la somme des énergies transverses des 9 tours. Un événement est alors sélectionné s'il contient au minimum :

- un objet électromagnétique de niveau 2 dont l'énergie transverse est supérieure à 10 GeV et dont la fraction électromagnétique est supérieure à 0.85,
- deux jets de niveau 2 dont les énergies transverses sont supérieures à 10 GeV.

De nouveau, les critères ne sont pas exclusifs et tous les objets électromagnétiques vérifiant le premier critère vérifient également le deuxième.

- **niveau 3**
  Les objets électromagnétiques et les jets de niveau 3 sont construits par les algorithmes de cône simple de rayons respectifs 0.4 et 0.7 (cf. chapitre 5, section 5.1.1). Un événement est alors sélectionné s'il contient au minimum :

  - un objet électromagnétique d'énergie transverse supérieure à 15 GeV et vérifiant certains critères sur la forme électromagnétique de la gerbe,
  - deux jets dont les énergies transverses sont supérieures à 15 GeV.

  Les objets électromagnétiques vérifiant les premiers critères vérifient également les critères jets.

Ainsi, le *trigger* EM15_2JT15 sélectionne des événements contenant au minimum un objet électromagnétique et un jet, pour lesquels l'énergie transverse calculée au niveau 3 est supérieure à 15 GeV. La luminosité intégrée enregistrée par ce *trigger* pour l'échantillon de données considéré est :

$$\mathcal{L} = 51.0 \pm 5.1 \text{ pb}^{-1}$$

6.1.2.2 Efficacité

L'efficacité sur les données réelles de la partie "jet" du *trigger* est représentée figure 6.1(a) en fonction de l'énergie transverse corrigée du jet (cf. chapitre 4, section 5.2.3). Le plateau de la distribution est atteint pour une énergie transverse corrigée du jet égale à 55 GeV et correspond à une efficacité maximale égale à $\varepsilon_j^{max} = 85.1 \pm 4.9\%$. L'efficacité de la partie électromagnétique de ce

trigger est représentée figure 6.1(b) en fonction de l'énergie transverse corrigée de l'objet électromagnétique reconstruit (cf. chapitre 4, section 5.1.3). Le plateau est atteint pour une énergie transverse de l'objet électromagnétique égale à 25 GeV, et correspond à une efficacité maximale égale à $\varepsilon_e^{max} = 88.1 \pm 2.5\%$ [103].

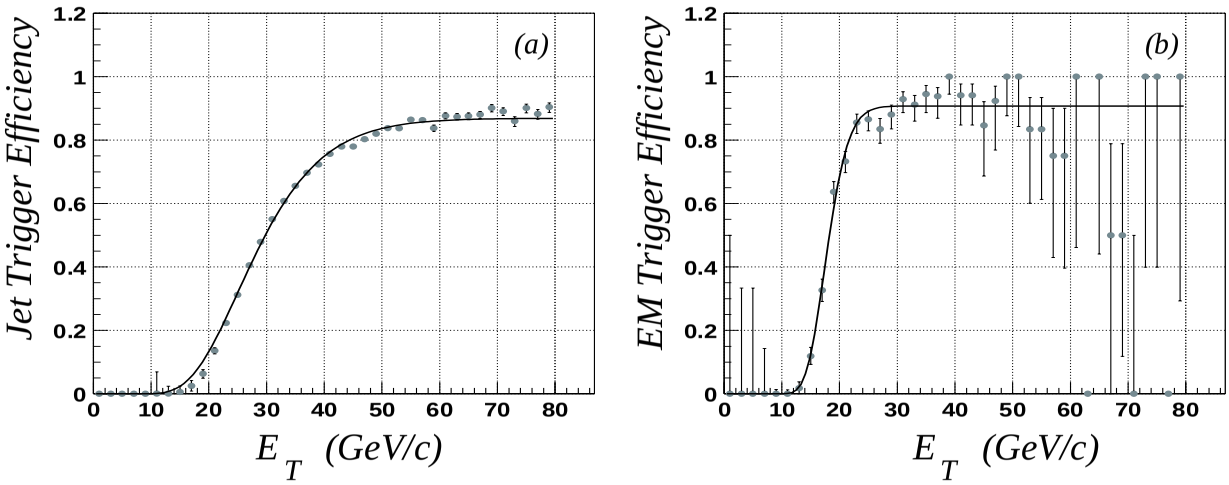

FIG. 6.1 – Distributions des efficacités du *trigger* EM15_2JT15 pour les parties jet (a) et électromagnétique (b) en fonction des énergies transverses corrigées du jet et de l'électron [103].

Les effets de changement de l'efficacité du *trigger* en fonction des énergies transverses des objets physiques de l'analyse doivent être considérés. Pour cela, les énergies transverses des objets seront choisies dans une région pour laquelle les efficacités des deux parties du *trigger* varient peu.

L'efficacité globale du *trigger* pour un événement est alors exprimée comme suit :

$$\varepsilon = [1 - \prod_{n_e}(1 - \varepsilon_e)] \times [1 - \prod_{n_j + n_e}(1 - \varepsilon_j)]$$

où n_e est le nombre d'électrons dans l'événement, ε_e l'efficacité de la partie électromagnétique du *trigger* correspondant à l'électron considéré, n_j est le nombre de jets dans l'événement, et ε_j l'efficacité de la partie "jet" du *trigger* correspondant à l'objet considéré (électron ou jet).

Le produit sur $(n_j + n_e)$ est expliqué par le fait qu'un électron peut satisfaire les conditions des parties électromagnétique et jet du *trigger*.

L'efficacité du *trigger* est prise en compte dans l'analyse en pondérant les événements Monte-Carlo par l'efficacité moyenne du *trigger* pour l'échantillon considéré.

6.1.3 Sélection des *runs*

Les *runs* définissent une période de prise de données. En règle générale, leur durée est limitée à 6 heures ou à ~1 million d'événements enregistrés, mais ils sont stoppés si l'un des sous-détecteurs présente un problème.

Les *runs* sont étiquetés "bons" s'ils vérifient certains critères de qualité. Plusieurs ensembles de critères existent, suivant le type d'événements analysés. Pour cette analyse, la liste des bons *runs* établie par le groupe responsable de l'identification des jets et de l'énergie transverse manquante est utilisée [100]. L'algorithme de sélection fonctionne de la façon suivante pour chacun des *runs* :

- Pour tous les fichiers de données reconstruites contenant un minimum de 1000 événements, les variables suivantes sont déterminées :

$$\begin{aligned} shift_{xy} &= \sqrt{\overline{\not{E}_x}^2 + \overline{\not{E}_y}^2} \\ \sigma_{\not{E}_t} &= \sqrt{\sigma_{\not{E}_x}{}^2 + \sigma_{\not{E}_y}{}^2} \end{aligned}$$

  où $\overline{\not{E}_x}$, $\overline{\not{E}_y}$ sont les valeurs moyennes des composantes x et y de l'énergie transverse manquante, et $\sigma_{\not{E}_x}$, $\sigma_{\not{E}_y}$ les écarts-types de ces mêmes composantes. Les valeurs moyennes et écarts-types sont calculées avec tous les événements du fichier.

- Un *run* est alors jugé bon si les moyennes des variables précédentes et de l'énergie transverse scalaire, effectuées sur tous les fichiers de données considérés dans ce *run*, vérifient les critères suivants :

$$\begin{aligned} \overline{shift_{xy}} &< 3.5 \text{ GeV} \\ \overline{\sigma_{\not{E}_t}} &< 15 \text{ GeV} \\ \overline{E_{t_{scalar}}} &> 80 \text{ GeV} \end{aligned}$$

  où $E_{t_{scalar}}$ désigne l'énergie transverse scalaire, qui est la somme scalaire des énergies transverses de toutes les cellules. Le calcul de cette grandeur est effectué de la même façon que celui de l'énergie transverse vectorielle (cf. chapitre 5, section 5.3), à la différence près que les sommes sont scalaires et non vectorielles. $\overline{E_{t_{scalar}}}$ est la moyenne de cette grandeur effectuée avec tous les événements de tous les fichiers considérés.

Sur l'échantillon de données considéré, ce critère de sélection des runs rejette ~16% des événements [100]. La luminosité disponible devient alors :

$$\mathcal{L} = 42.6 \pm 4.3 \text{ pb}^{-1}$$

6.1.4 Présélection

Une partie seulement de l'ensemble des événements ayant déclenché le *trigger* EM15_2JT15 est sélectionnée et forme l'échantillon de données. Les événements présélectionnés contiennent au minimum :

- **un électron tight** (cf. chapitre 5, section 5.1) dont l'énergie transverse est supérieure à **15 GeV**.

- **deux jets** (cf. chapitre 5, section 5.2) dont les énergies transverses sont supérieures à **15 GeV**.

Cet échantillon, après sélection des bons *runs*, contient un total de 245422 événements.

6.1.5 Format de données

Le format des événements issus de la reconstruction est le format condensé *Thumbnail* (cf. chapitre 3). Le format adopté pour cette analyse est le *TMBTree* (cf. chapitre 3), utilisable avec le logiciel *ROOT*.

6.1.6 Récapitulatif

- L'échantillon analysé représente une période de prise de données de ∼3.5 mois.
- La luminosité intégrée acquise par le *trigger* **EM15_2JT15** pendant cette période est :
$$\mathcal{L} = 51.0 \pm 5.1 \text{ pb}^{-1}$$
- Après sélection des bons *runs*, la luminosité disponible pour cette analyse est :
$$\mathcal{L} = 42.6 \pm 4.3 \text{ pb}^{-1}$$

- **245422 événements** sont présélectionnés avec **un électron tight et deux jets**, chacun de ces objets ayant une énergie transverse supérieure à **15 GeV**.
- Le format de données utilisé pour l'analyse est le *TMBTree*.

6.2 Echantillons de signal Monte-Carlo

Les propriétés du signal étudié ont été décrites dans le chapitre 4, section 4.1. Pour chacun des 23 points de l'espace paramétrique mSUGRA dont les caractéristiques sont détaillées dans le tableau 6.1, quelques centaines d'événements ont été générés en utilisant *Isajet* et *Pythia*, puis traités par la chaîne complète de simulation (cf. chapitre 2, section 2.3).

N^o	m_0 (GeV)	$m_{1/2}$ (GeV)	A_0	$\tan\beta$	signμ	$m_{\tilde{b}_1}$ (GeV)	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$ (GeV)	$m_{\tilde{\chi}_2^0}$ (GeV)	$\sigma \times BR$ (pb)
1	100	50	0	3	-1	145.4	22.1	45.5	0.176
2	150	50	0	3	-1	166.9	22.1	50.2	0.028
3	100	100	0	3	-1	231.3	41.8	81.5	0.009
4	100	100	-500	3	-1	206.0	41.9	85.2	0.019
5	100	75	500	3	-1	176.7	31.5	65.5	0.085
6	100	100	500	3	-1	224.6	41.3	81.7	0.013
7	150	75	500	3	-1	194.9	31.5	66.1	0.023
8	100	50	500	2	-1	130.0	21.8	60.2	0.734
9	100	75	-500	2	-1	167.7	32.9	74.5	0.160
10	100	75	0	2	-1	183.9	32.8	75.9	0.084
11	100	75	500	2	-1	177.0	32.1	74.4	0.116
12	100	100	-500	2	-1	211.9	42.7	90.9	0.030
13	150	50	0	2	-1	162.2	22.3	60.8	0.102
14	150	50	500	2	-1	153.2	21.7	58.4	0.242
15	150	75	-500	2	-1	185.1	32.0	73.8	0.081
16	150	75	0	2	-1	200.3	32.7	75.2	0.043
17	200	75	-500	2	-1	207.9	32.8	73.0	0.034
18	100	75	500	10	-1	170.2	28.5	48.9	0.017
19	100	75	500	10	+1	173.6	20.1	40.7	0.018
20	100	75	0	20	+1	172.0	18.0	38.9	0.034
21	100	50	500	20	+1	103.0	13.3	26.6	0.029
22	100	75	500	20	-1	148.8	26.9	45.6	0.007
23	100	75	0	40	+1	144.1	19.5	39.2	0.028

TAB. 6.1 – Caractéristiques des points de l'espace paramétrique mSUGRA étudiés.

6.3 Echantillons de bruits de fond Monte-Carlo

Les processus physiques représentant les bruits de fond de cette analyse ont été décrits chapitre 4. Les échantillons Monte-Carlo utilisés pour évaluer une partie de ces bruits de fond sont traités par la chaîne complète de simulation et de reconstruction (cf. chapitre 2, section 2.3), ils sont présentés dans le tableau 6.2. Sont indiqués, pour chacun des processus, le nombre d'événements simulés, le produit de la section efficace à l'ordre dominant par le rapport de branchement, et la luminosité correspondant à l'échantillon. Tous ces processus sont générés avec *Pythia*, à l'exception du processus $W \to e\nu$ *ou* $\mu\nu + \geq 3jets$, généré avec *Vecbos*. Les processus $W \to \tau\nu + \geq 3jets$, $t\bar{t}$ contenant un ou plusieurs τ dans leurs désintégrations, et *dibosons*, dont les échantillons sont indisponibles, n'ont pas été estimés par simulations Monte-Carlo.

Processus	nb d'evts	$\sigma \times BR$ (pb)	$\mathcal{L}$ (pb^{-1})
$\gamma^{(*)}/Z^{(*)} \to e\,e + jets$ $m(\gamma^{(*)}/Z^{(*)}) \in [2, 60]$ GeV	5000	$19.8 \pm 0.3\ 10^3$	0.252 ± 0.004
$\gamma^{(*)}/Z^{(*)} \to e\,e + jets$ $m(\gamma^{(*)}/Z^{(*)}) \in [60, 130]$ GeV	25000	182 ± 2	137 ± 2
$\gamma^{(*)}/Z^{(*)} \to e\,e + jets$ $m(\gamma^{(*)}/Z^{(*)}) \in [130, 250]$ GeV	10000	1.36 ± 0.01	$7.35 \pm 0.051\ 10^3$
$\gamma^{(*)}/Z^{(*)} \to e\,e + jets$ $m(\gamma^{(*)}/Z^{(*)}) \in [250, 500]$ GeV	11000	0.115 ± 0.001	$95.6 \pm 0.8\ 10^3$
$\gamma^{(*)}/Z^{(*)} \to e\,e + jets$ $m(\gamma^{(*)}/Z^{(*)}) > 500$ GeV	5000	$4.66 \pm 0.13\ 10^{-3}$	$1.07 \pm 0.03\ 10^6$
$\gamma^{(*)}/Z^{(*)} \to \tau\,\tau + jets$ $m(\gamma^{(*)}/Z^{(*)}) \in [2, 60]$ GeV	5750	$6.13 \pm 0.03\ 10^3$	0.938 ± 0.014
$\gamma^{(*)}/Z^{(*)} \to \tau\,\tau + jets$ $m(\gamma^{(*)}/Z^{(*)}) \in [60, 130]$ GeV	23250	$182 \pm 3\ 10^3$	128 ± 2
$\gamma^{(*)}/Z^{(*)} \to \tau\,\tau + jets$ $m(\gamma^{(*)}/Z^{(*)}) \in [130, 250]$ GeV	34000	1.37 ± 0.01	$24.8 \pm 0.2\ 10^3$
$\gamma^{(*)}/Z^{(*)} \to \tau\,\tau + jets$ $m(\gamma^{(*)}/Z^{(*)}) \in [250, 500]$ GeV	17000	0.115 ± 0.001	$148 \pm 1\ 10^3$
$\gamma^{(*)}/Z^{(*)} \to \tau\,\tau + jets$ $m(\gamma^{(*)}/Z^{(*)}) > 500$ GeV	5000	$4.55 \pm 0.05\ 10^{-3}$	$1.10 \pm 0.01\ 10^6$
$W \to e\nu$ *ou* $\mu\nu + \geq 3jets$	85000	214	397
$t\bar{t} \to e\nu j\ e\nu j$	22250	$6.77\ 10^{-2}$	$329\ 10^3$
$t\bar{t} \to e\nu j\ jjj$	20000	0.412	$52.2\ 10^3$

TAB. 6.2 – Caractétistiques des échantillons de bruits de fond Monte-Carlo.

6.4 Estimation du bruit de fond QCD

6.4.1 Stratégie

L'expérience acquise lors du Run I a montré que l'estimation des bruits de fond QCD par simulation Monte-Carlo est imparfaite. En particulier, l'évaluation de l'énergie transverse manquante due à de mauvaises mesures de l'énergie déposée dans le calorimètre est en désaccord avec les données réelles. L'estimation des bruits de fond QCD est ainsi effectuée sur les données réelles. Dans le cas de cette analyse, ceux-ci sont représentés par les processus $\gamma + jets$ appelés QCD-Compton et les processus QCD comprenant un minimum de quatre jets.

Deux notions principales sont à la base de la stratégie d'estimation de ces bruits de fond. La première est représentée par la probabilité qu'a un jet de simuler un électron *tight*. La deuxième est l'hypothèse que sous certaines conditions, les données observées correspondent uniquement à des processus QCD.

6.4.2 Taux de "faux" électrons (*fake rate*)

Le taux de "faux" électrons, appelé *fake rate* par la suite, représente la probabilité pour un jet de simuler un électron *tight*. Il est exprimé en fonction de l'énergie transverse des jets. Les hypothèses initiales, apportées par les études du Run I, sont les suivantes :

- Le *fake rate* est indépendant de η dans chacun des cryostats. Ainsi, deux fonctions de *fake rate* sont définies : f_{CC} et f_{EC}, où CC (*Central Calorimeter*) désigne le calorimètre central et EC (*Endcap Calorimeter*) désigne les calorimètres avant et arrière.
- L'énergie transverse du faux électron est proche de celle du jet correspondant.

Pour estimer le *fake rate*, un échantillon de données comprenant exclusivement des jets est utilisé. Deux distributions sont effectuées. La première est celle de l'énergie transverse corrigée des jets, la deuxième est celle de la même énergie pour les jets également identifiés comme des électrons *tight*. Le *fake rate* en fonction de l'énergie transverse corrigée des jets est obtenu par la division des deux distributions pour chaque intervalle d'énergie transverse [104].

Les résultats obtenus pour le *fake rate* dans le calorimètre central (f_{CC}) et dans les calorimètres avant et arrière (f_{EC}) sont les suivants :

$$\begin{aligned} f_{CC} &= (1.6 \pm 0.3)\ 10^{-3} + (5.0 \pm 0.5)\ 10^{-5} \times E_t \\ f_{EC} &= (1.0 \pm 0.2)\ 10^{-2} \end{aligned}$$

6.4.3 Méthode

6.4.3.1 Echantillons

Le point de départ est l'échantillon de données présélectionnées. Cet ensemble est séparé en deux échantillons distincts :

- Le premier est composé d'événements comprenant exactement 1 électron *tight* et un minimum de 3 jets, chacun de ces objets ayant une énergie transverse supérieure à 15 GeV. Cet échantillon contient :
  - les processus QCD avec un minimum de 4 jets, dont l'un est identifié comme un électron,
  - les processus $\gamma + jets$, le photon étant identifié en électron car aucun critère d'association de l'électron avec une trace n'est encore appliqué,
  - tous les processus physiques avec un ou plusieurs électrons et des jets, d'énergie transverse supérieure à 15 GeV. Dans le cas des processus à plusieurs électrons, tous sont perdus ou non identifiés sauf un.

  Cependant les sections efficaces des différents processus (cf. chapitre 4) montrent que cet échantillon est dominé par les processus QCD ($\gamma + jets$ ou $QCD\ 4jets$). Cet échantillon est appelé **"lot 1-électron"** et sera utilisé pour l'estimation du bruit de fond QCD dans le deuxième échantillon.

- Le deuxième échantillon est composé d'événements comprenant un minimum de 2 électrons *tight* et de 2 jets, chacun de ces objets ayant une énergie transverse supérieure à 15 GeV. Cet échantillon contient :
  - les processus QCD avec un minimum de 4 jets, dont deux sont identifiés comme des électrons,
  - les processus $\gamma + jets$, dont l'un des jets est identifié comme un électron, ou les processus avec au moins 2 photons,
  - les processus physiques amenant à deux électrons minimum et des jets d'énergie transverse supérieure à 15 GeV,
  - tous les processus contenant un seul électron et des jets, dont l'un des jets est identifié en un électron,
  - éventuellement le signal recherché.

  Cet échantillon est appelé **"lot di-électrons"**. Il est l'échantillon utilisé pour la sélection des événements de signal.

Ainsi, les deux échantillons créés sont distincts, mais issus du même lot de départ. En particulier, le *trigger* utilisé dans les deux échantillons est identique, ce qui évite de nombreux biais et problèmes d'incompatibilité.

6.4.3.2 Coupures

Aux deux échantillons sont appliqués les critères suivants :

- Afin de ne pas introduire un biais dû à une variation rapide d'efficacité du *trigger* en fonction de l'énergie transverse des objets physiques, les coupures suivantes sont appliquées :

$$E_t(jet_1) \geq 40 \text{ GeV et } E_t(\textit{électron}) \geq 25 \text{ GeV}$$

  où jet_1 est le jet de plus grande énergie transverse et *électron* désigne le seul électron pour le lot *1-électron* ou l'électron de plus grande énergie transverse dans le lot *di-électrons*.

- Dans les régions inter-cryostats, l'énergie des jets est mal estimée, ce qui se traduit en particulier par un facteur de correction très élevé (jusqu'à 1.7, cf. chapitre 5, figure 5.1), avec des erreurs importantes (jusqu'à 20 %, cf. chapitre 5, figure 5.1). Cela implique une mauvaise mesure de l'énergie transverse manquante pour les événements contenant un ou plusieurs jets dans ces régions. La coupure la plus rigoureuse serait alors de rejeter tous les événements ayant au moins un jet dans ces régions, mais la statistique actuelle ne permet pas de l'effectuer ($\sim$75% des événements seraient rejetés). Le critère est donc appliqué sur le jet de plus grande énergie transverse uniquement, pour s'assurer de ne pas faire des erreurs trop importantes sur l'énergie transverse manquante. Cela correspond au critère suivant :

$$|\eta_{jet_1}| \notin [0.7, 1.4]$$

  Celui-ci conserve 67.2 % des événements.

6.4.3.3 Elaboration des événements de bruit de fond QCD

La contribution du bruit de fond QCD dans le lot *di-électrons* est estimée grâce au lot *1-électron*.

Pour cela, la première étape est la création d'un pseudo-échantillon à deux électrons à partir du lot *1-électron*. Les événements de ce pseudo-échantillon contiennent deux électrons, dont l'un est identifié comme électron et l'autre est représenté par un jet. Un événement de ce type est créé pour chaque jet, à l'exception de celui de plus grande impulsion transverse, de chaque événements du lot *1-électron*. Chacun des événements ainsi créés est pondéré par le *fake rate* associé au jet à l'origine de l'événement et jouant le rôle d'un des électrons.

La raison pour laquelle le jet de plus grande énergie transverse n'est pas considéré est le seuil de la coupure sur son énergie transverse égal à 40 GeV, alors que celui sur l'électron de plus grande énergie transverse est égal à 25 GeV. En effet, si le jet de plus grande énergie transverse pouvait jouer le rôle d'un des deux électrons dans le pseudo-échantillon, alors les événements du pseudo-échantillon contiendraient systématiquement un électron d'énergie transverse supérieure à 40 GeV, ce qui n'est pas vérifié dans le lot di-électron. L'estimation du bruit de fond QCD dans le lot *di-électrons* serait donc biaisée.

Le pseudo-échantillon à deux électrons va devenir l'échantillon de bruit de fond QCD pour le lot *di-électrons*[2]. Ceci est l'objet de la deuxième étape, pour laquelle les hypothèses suivantes sont considérées :

- A basse énergie transverse manquante ($\not\!\!E_t < 15$ GeV [105]), le lot *1-électron*, et par conséquent le pseudo-échantillon, sont dominés par les processus QCD.

  En particulier, dans ce domaine à basse énergie transverse manquante, le nombre d'événements issus de processus $W \to e\nu$ qui contribuent dans le lot *1-électron* est négligeable : il est estimé par l'échantillon Monte-Carlo à 2.8 événements, pour 4889 événements dans le lot *1-électron*.

- Dans ce domaine à basse énergie transverse manquante, le lot *di-électrons* est également dominé par les processus QCD, mais pollué par les processus $Drell - Yan$ ou Z se désintégrant en 2 électrons.

  Certains des processus $Drell - Yan$ ainsi que les processus Z peuvent être éliminés en coupant sur la masse invariante des deux électrons [3]. La sélection sur la masse invariante des deux électrons est déterminée par comparaisons des distributions de la masse invariante pour le pseudo-échantillon et le lot *di-électron* dans le domaine $\not\!\!E_t < 15$ GeV. En considérant les hypothèses précédentes, la différence entre les distributions de ces deux échantillons dans ce domaine à basse énergie transverse manquante provient des processus $Drell - Yan$ ou Z. Les régions de masse invariante pour lesquelles des désaccords sont observés sont donc coupées. La comparaison initiale des distributions dans ce domaine, sans aucune coupure sur la masse invariante, est illustrée par la figure 6.2.
  La sélection optimale est obtenue quand les distributions sont en accord : 20 GeV $< m_{ee} <$ 80 GeV ou $m_{ee} >$ 100 GeV. Le pourcentage d'événements du lot *di-électrons* rejetés par cette sélection est de 41.3%.

[2]Pour les événements du lot *di-électrons* contenant plus de deux électrons, le bruit de fond QCD est négligeable.

[3]La masse invariante de deux électrons e_1 et e_2 dont la masse est négligeable est : $m(e_1, e_2) = \sqrt{2(E_{e_1}E_{e_2} - \vec{p}_{e_1}.\vec{p}_{e_2})}$.

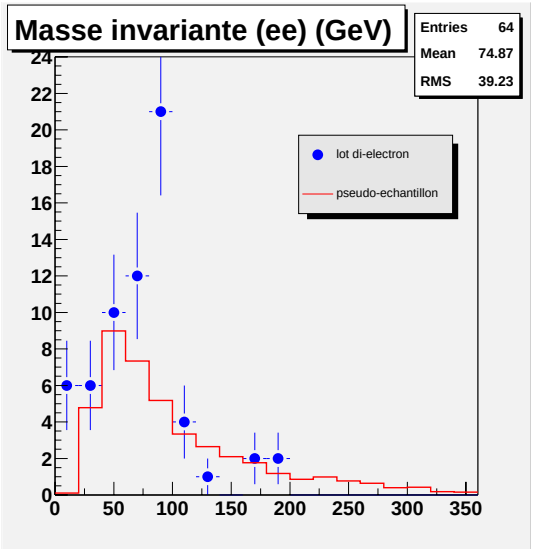

FIG. 6.2 – Distribution de la masse invariante des deux électrons avant sélection pour le lot pseudo-échantillon (histogramme) et le lot *di-électrons* (points avec erreurs), pour $\not\!\!E_t < 15$ GeV.

Ainsi, dans le domaine défini par :

- $\not\!\!E_t < 15$ GeV,
- 20 GeV $< m_{ee} <$ 80 GeV ou $m_{ee} >$ 100 GeV,

le pseudo-échantillon et le lot *di-électrons* sont considérés comme étant composés exclusivement d'événements QCD. Dans ce domaine appelé *domaine de normalisation*, le nombre d'événements du pseudo-échantillon est normalisé sur le nombre d'événements dans le lot *di-électron*. Ceci est effectué en multipliant le poids de chacun des événements du pseudo-échantillon par un facteur égal à $N_{2e}/N_{pseudo} = 0.84$, où N_{2e} et N_{pseudo} sont respectivement le nombre d'événement du lot *di-électron* dans le domaine de normalisation et la somme des poids des événements du pseudo-écchantillon dans ce même domaine. Les événements du pseudo-échantillon ainsi normalisés constituent l'échantillon d'événements de bruit de fond QCD pour le lot *di-électrons*, et sera dans toute la suite appelé lot QCD.

Les distributions de l'énergie transverse manquante pour le lot QCD et pour le lot *di-électrons* sont représentées figure 6.3, sur la gamme complète de l'énergie transverse manquante à gauche, et dans le domaine où l'énergie transverse manquante est inférieure à 15 GeV à droite.

La figure 6.4 montre les distributions de l'énergie transverse scalaire (définie dans la section 6.1.3) et de la masse invariante des deux électrons, pour le lot *di-électrons* et le lot QCD, dans le domaine de normalisation défini ci-dessus.

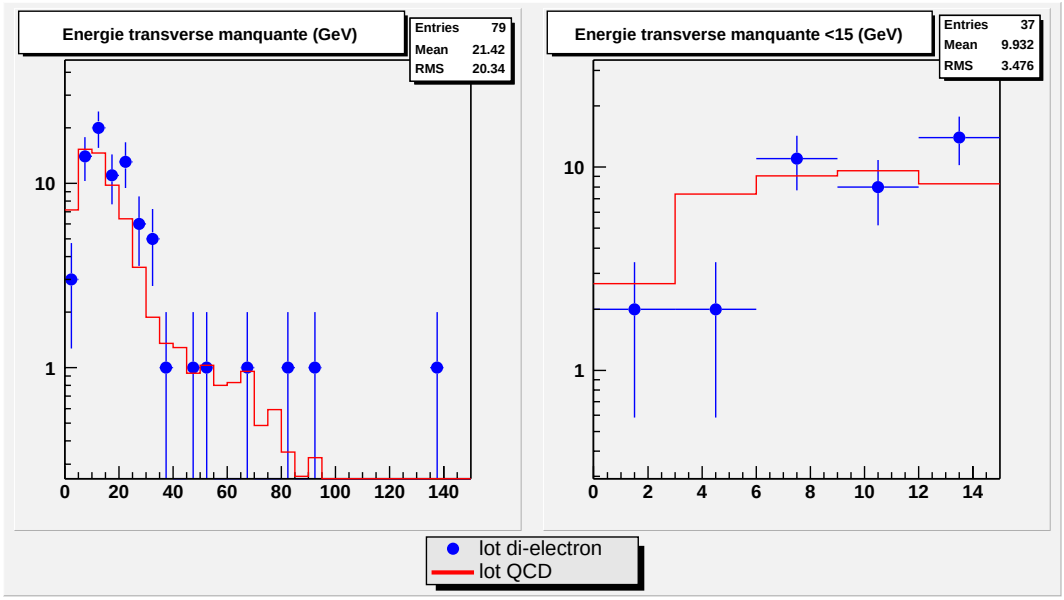

FIG. 6.3 – Distributions de l'énergie transverse manquante pour le lot QCD (histogramme) et le lot *di-électrons* (points avec barres d'erreur), à gauche sur toute la gamme de $\not{E}_t$, à droite pour le domaine $\not{E}_t < 15$ GeV.

Celles-ci montrent un bon accord. Ainsi le lot QCD représente correctement le bruit de fond QCD dans le lot *di-électrons*.

La figure 6.5 montre les mêmes distributions pour la gamme complète d'énergie transverse manquante. Cette figure, ainsi que la distribution de l'énergie transverse manquante sur la gamme complète, indiquent qu'à ce stade, le lot *di-électrons* est dominé par le bruit de fond QCD.

6.4.4 Résultats

A ce stade de sélection, les nombres d'événements dans le lot *di-électrons* et d'événements QCD estimés par la méthode ci-dessus sont les suivants :

- **lot di-électrons** : $N = 79$
- **estimation QCD** : $N_{QCD} = 68.7\,^{+16.0}_{-29.1}$

Selon cette estimation et à ce stade de l'analyse, le lot *di-électrons* est dominé par le bruit de fond QCD. L'ensemble des coupures appliquées jusqu'à présent est dénommé par la suite *coupures de base*. La suite de ce chapitre explique les sélections des événements de signal appliquées au lot *di-électrons*, et la comparaison des événements obtenus avec les différents bruits de fond.

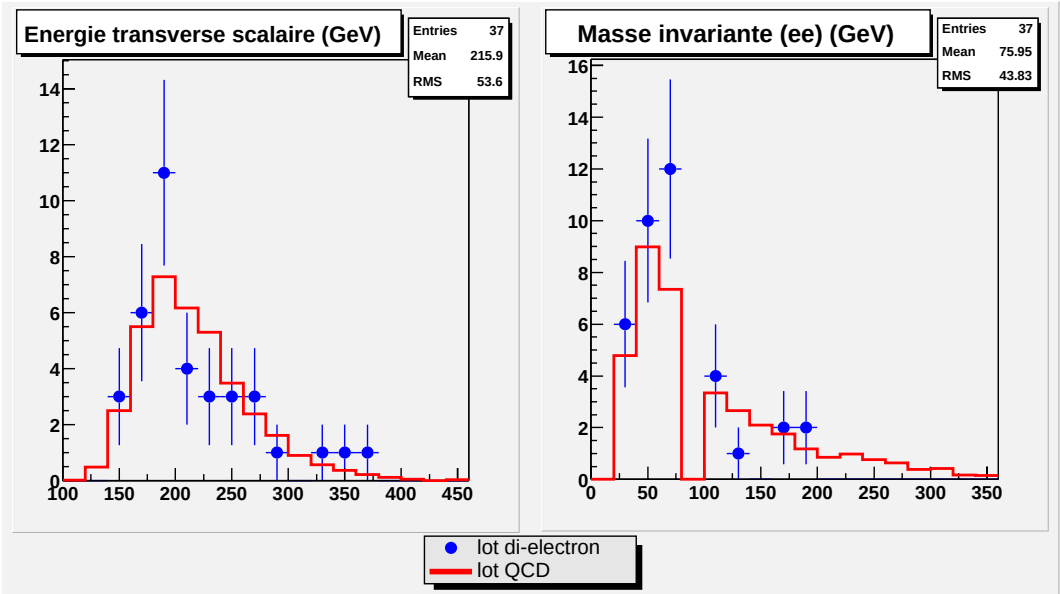

FIG. 6.4 – Distributions de l'énergie transverse scalaire (à gauche) et de la masse invariante des deux électrons (à droite) pour le lot QCD (histogramme) et le lot *di-électrons* (points avec erreurs), pour le domaine de normalisation.

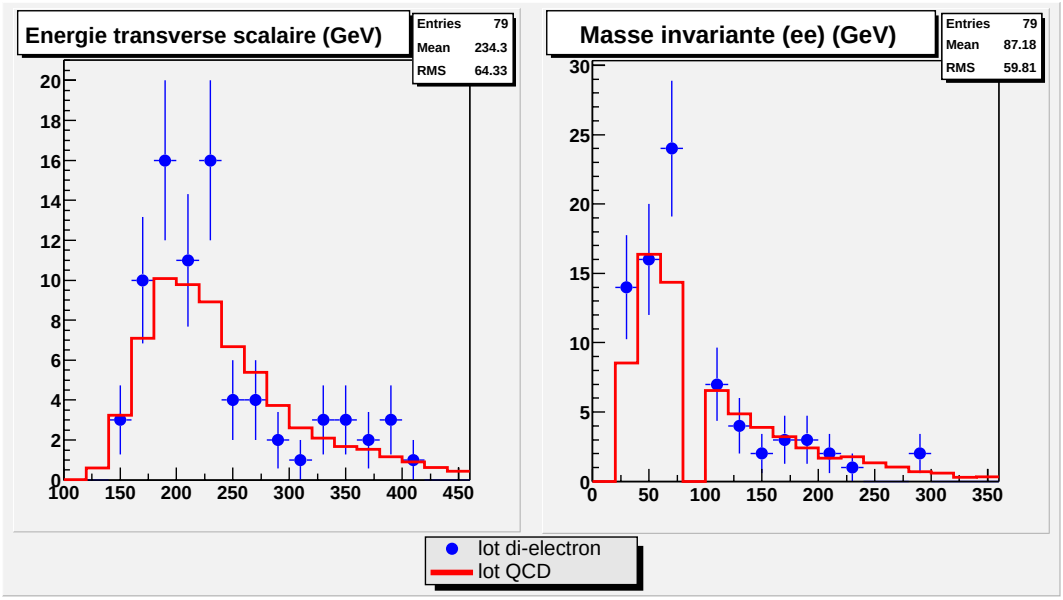

FIG. 6.5 – Distributions de l'énergie transverse scalaire (à gauche) et de la masse invariante des deux électrons (à droite) pour le lot QCD (histogramme) et le lot *di-électrons* (points avec erreurs), pour la gamme complète de $\not{E}_t$.

6.5 Sélection du signal

Des coupures supplémentaires visant à sélectionner le signal et à rejeter les bruits de fond sont appliquées sur le lot *di-électrons*. Elles concernent l'énergie transverse manquante, la masse invariante des deux électrons et l'association de ceux-ci avec une trace.

6.5.1 Energie transverse manquante

L'énergie transverse manquante des événements QCD et Drell-Yan dans leur désintégration en deux électrons est théoriquement nulle, et expérimentalement issue de mauvaises mesures des énergies dans le calorimètre. Celle des événements de signal, issue des $\tilde{\chi}_1^0$ échappant à la détection, est élevée. Les comparaisons des distributions de l'énergie transverse manquante des événements de signal pour un point typique de l'espace paramétrique mSUGRA (point 16) avec celles des événements QCD, $Drell - Yan + jets$, $W + jets$ et $t\bar{t}$ sont montrées dans la figure 6.6. Ces distributions indiquent qu'une coupure sur l'énergie transverse manquante permet la réjection partielle des bruits de fond QCD et Drell-Yan. La coupure choisie est la suivante :

$$\not{E}_t \ > 15 \text{ GeV}$$

L'efficacité de cette coupure sur le signal est comprise entre 83.3% et 98.3% suivant le point considéré. Les réjections sur les bruits de fond sont les suivantes :

- QCD : 53.9%
- Drell-Yan+jets : 52.3%
- W +jets : 19.9%
- $t\bar{t}$: 9.1%

6.5.2 Masse invariante des deux électrons

Les deux électrons des événements de signal sont issus de la désintégration $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow e^+e^-\tilde{\chi}_1^0$. Par conséquent, la masse invariante des deux électrons est théoriquement caractérisée par une valeur maximale égale à la différence de masse entre le $\tilde{\chi}_2^0$ et le $\tilde{\chi}_1^0$. La distribution de la masse invariante des deux électrons pour le point de signal présentant la différence de masse $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ la plus élevée (point 12 : $m_{\tilde{\chi}_2^0} - m_{\tilde{\chi}_1^0} = 48.2$ GeV) est montrée figure 6.7, comparée à celle des événements QCD, $Drell - Yan$, $W + jets$ et $t\bar{t}$. Ces distributions montrent qu'une coupure sur la masse invariante permet la réjection partielle de tous les bruits de fond, en particulier les bruits de fond QCD et $t\bar{t}$.

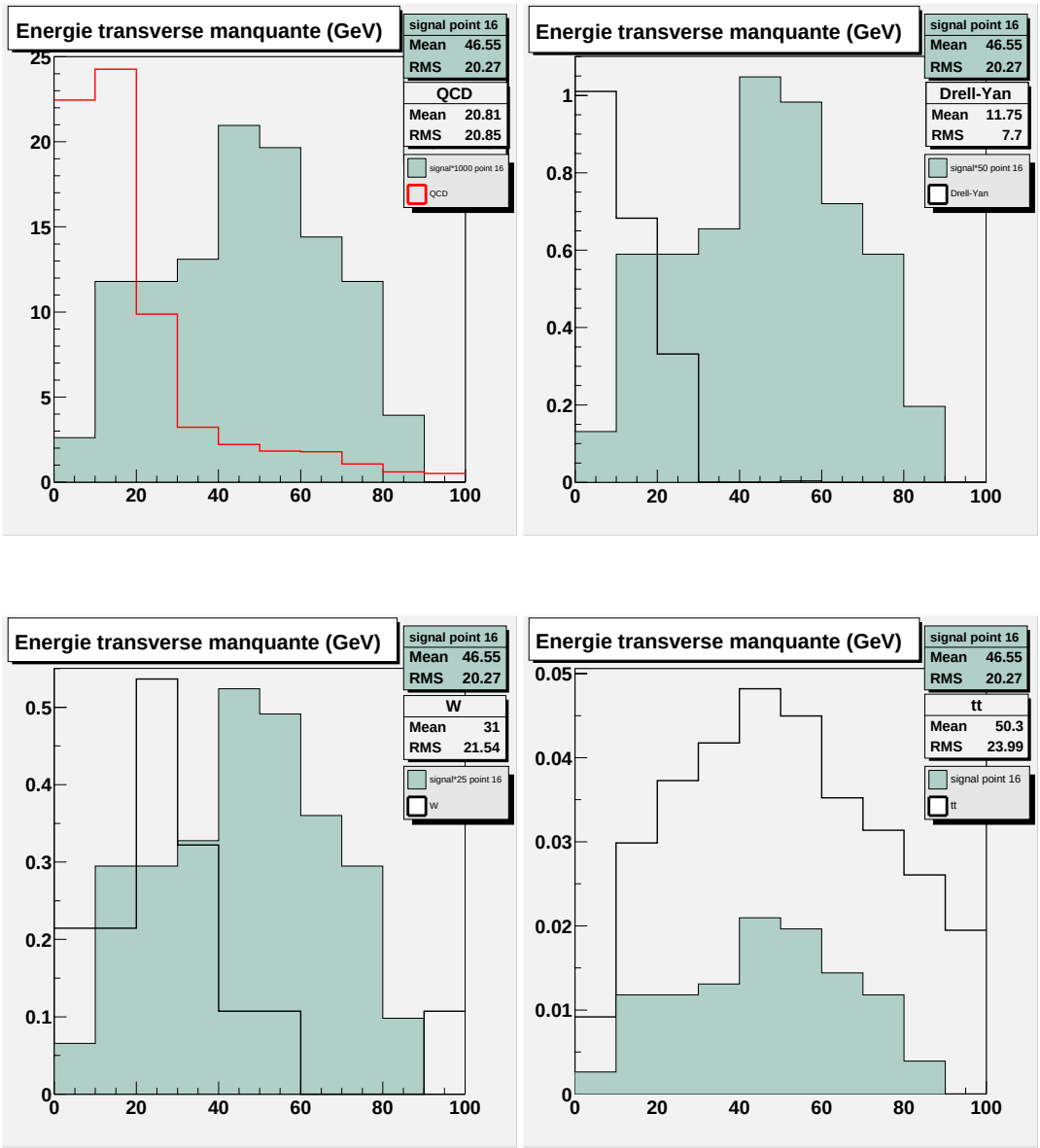

FIG. 6.6 – Distributions de l'énergie transverse manquante des événements de signal pour le point 16 (histogrammes colorés) et des événements de bruits de fond (histogrammes vides) QCD (en haut à gauche), $Drell - Yan + jets$ (en haut à droite), $W + jets$ (en bas à gauche) et $t\bar{t}$ (en bas à droite). Les nombres d'événements ont été normalisés à une luminosité de 42.6 pb^{-1}. Pour une meilleure visibilité, les nombres d'événements de signal ont ensuite été multipliés par différents facteurs, respectivement 1000, 50, 25 et 1.

La coupure choisie est alors la suivante :

$$m_{ee} < 80 \text{ GeV}$$

Cette coupure est très lâche pour être la plus conservative possible sur le signal pour tous les points de l'espace paramétrique mSUGRA. Son efficacité sur le signal est comprise entre 91.2% et 100% suivant le point considéré. Les réjections sur les bruits de fond sont les suivantes [4] :

- QCD : 42.6%
- Drell-Yan+jets : 36.2%
- W +jets : 33.3%
- $t\bar{t}$: 46.7%

6.5.3 Association des électrons avec une trace

Le bruit de fond QCD est très largement éliminé par un critère d'association des électrons avec une trace. En effet, les jets susceptibles d'être identifiés en électrons sont principalement composés de pions neutres π^0 ne présentant aucune trace, accompagnés d'autres particules dont les traces vérifient peu probablement les critères d'association avec le cluster électromagnétique correspondant (cf. chapitre 5, section 5.1.3). La probabilité qu'un jet, mal identifié en électron, vérifie les critères d'association avec une trace est estimée à l'aide du lot d'événements QCD élaboré précédemment. Dans ce lot, la proportion d'événements dont l'électron est associé avec une trace donne la probabilité qu'un jet mal identifié vérifie les critères d'association avec une trace :

$$p = \frac{N_{QCD}^{e\ associé}}{N_{QCD}} = 0.052$$

où N_{QCD} est le nombre d'événements QCD, parmi lesquels $N_{QCD}^{e\ associé}$ est le nombre de ceux dont l'électron vérifie les critères d'association avec une trace.

Afin d'obtenir un taux de réjection maximal du bruit de fond QCD, l'association de chacun des électrons avec une trace est requise. Le nombre d'événements QCD vérifiant ce critère est alors :

$$N_{QCD}^{2e\ associés} = p^2 \times N_{QCD} = 0.052^2 \times 18.2 = 0.049$$

où N_{QCD} est le nombre d'événements QCD ayant vérifié les critères précédents sur l'énergie transverse manquante et sur la masse invariante des deux électrons. L'efficacité de cette coupure sur le signal est comprise entre 49.3% et 61.5%, suivant le point considéré. Les taux de réjection sur les bruits de fond sont les suivants :

[4] Le taux de réjection et l'efficacité sont calculés sur les événements passant la coupure précédente.

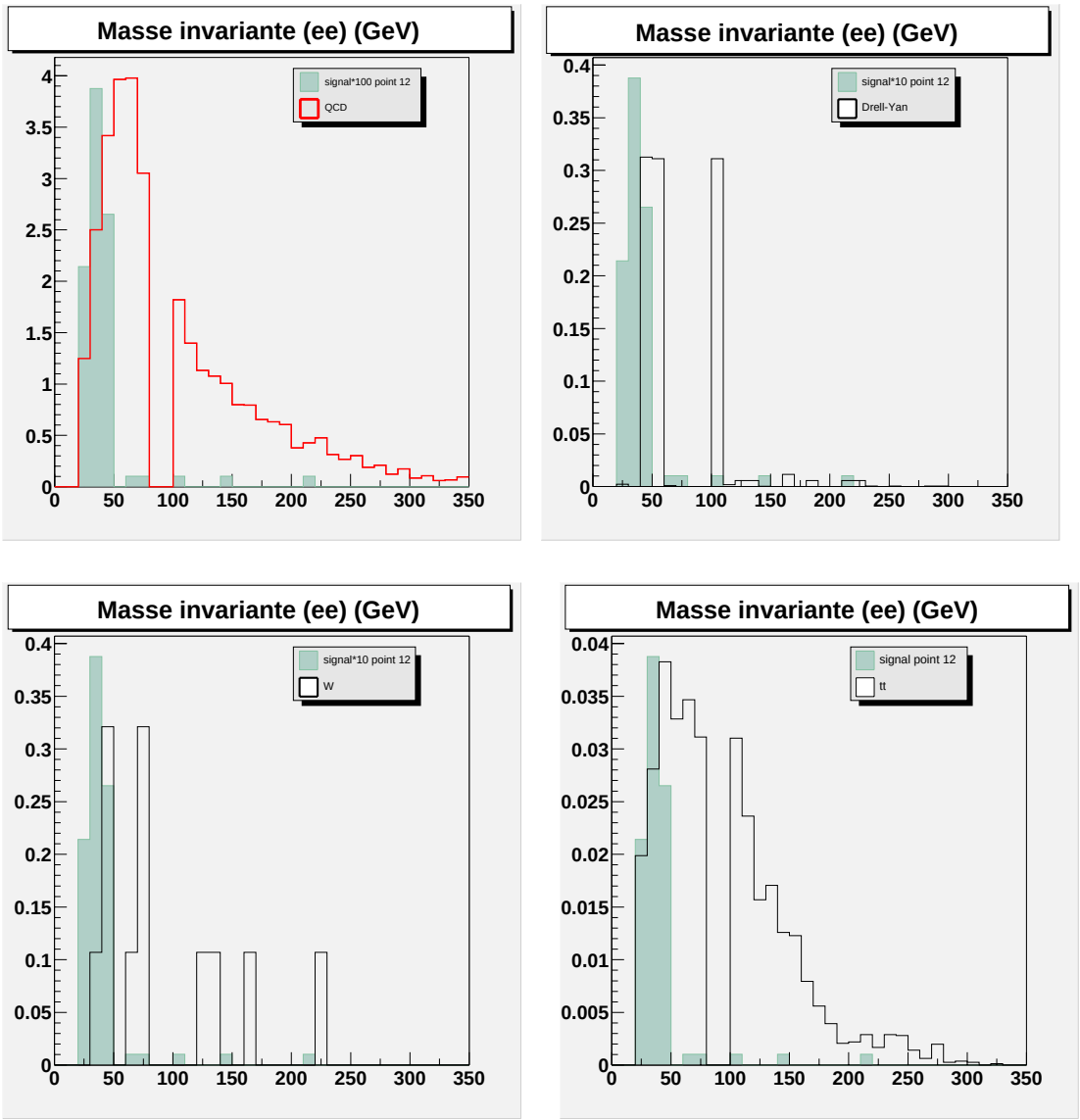

FIG. 6.7 – Distributions de la masse invariante des deux électrons des événements de signal pour le point 12 (histogrammes colorés) et des événements de bruits de fond (histogrammes vides) QCD (en haut à gauche), $Drell-Yan+jets$ (en haut à droite), $W+jets$ (en bas à gauche) et $t\bar{t}$ (en bas à droite). Les nombres d'événements ont été normalisés à une luminosité de 42.6 pb^{-1}. Pour une meilleure visibilité, les nombres d'événements de signal ont ensuite été multipliés par différents facteurs, respectivement 100, 10, 10 et 1.

- QCD : 99.7%
- Drell-Yan+jets : 61.4%
- W +jets : 100%
- $t\bar{t}$: 51.9%

6.6 Résultats

6.6.1 Récapitulatif de l'effet des coupures

Les effets des trois coupures décrites précédemment sur les données et les différents bruits de fond sont résumés dans le tableau 6.3. Pour les échantillons Monte-Carlo, les nombres d'événements indiqués sont obtenus de la façon suivante :

- Le nombre entier d'événements N_{cut} obtenu après les coupures est multiplié par le rapport de la luminosité correspondant aux données réelles $\mathcal{L}_d$ et de la luminosité correspondant à l'échantillon simulé $\mathcal{L}_{MC}$.

$$N_{MC} = N_{cut}\frac{\mathcal{L}_d}{\mathcal{L}_{MC}}$$

- Les efficacités d'identification des électrons ε_{id} et de leur association avec une trace ε_{trace} sont différentes pour les données Monte-Carlo et pour les données réelles [106] :
  - données réelles : $\varepsilon^d_{id} = 88.0\%$, $\varepsilon^d_{trace} = 76.7\%$
  - données Monte-Carlo : $\varepsilon^{MC}_{id} = 93.4\%$, $\varepsilon^{MC}_{trace} = 88.2\%$

  Afin de corriger cet effet, le nombre d'événements Monte-Carlo précédemment obtenu N_{MC} est multiplié par un facteur égal au rapport des efficacités $\varepsilon^d/\varepsilon^{MC}$:

  - Pour toutes les coupures sauf la dernière, où l'association avec une trace est requise pour les deux électrons, ce rapport est

$$\varepsilon^d/\varepsilon^{MC} = \left(\frac{\varepsilon^d_{id}}{\varepsilon^{MC}_{id}}\right)^2 = 88.8\%$$

  - Pour la dernière coupure, ce rapport est :

$$\varepsilon^d/\varepsilon^{MC} = \left(\frac{\varepsilon^d_{id}}{\varepsilon^{MC}_{id}}\right)^2\left(\frac{\varepsilon^d_{trace}}{\varepsilon^{MC}_{trace}}\right)^2 = 67.1\%$$

- Le résultat est ensuite multiplié par l'efficacité moyenne du *trigger* pour l'échantillon Monte-Carlo considéré.

	Coupures de base	$\not{E}_t > 15$ GeV	$m_{ee} < 80$ GeV	association trace e_1 et e_2
Données	79	42	26	1
QCD	68.7	31.7	18.2	$0.049^{+0.008}_{-0.014}$
$\gamma^{(*)}/Z^{(*)}(ee) + jets$ (60-130 GeV)	1.63	0.81	0.54	$0.21^{+0.37}_{-0.21}$
autres fenêtres de masse	0.13	0.038	$7.8\ 10^{-4}$	$0^{+7\ 10^{-3}}_{-0}$
$\gamma^{(*)}/Z^{(*)}(\tau\tau) + jets$	$6.9\ 10^{-3}$	$5.3\ 10^{-3}$	$3.6\ 10^{-3}$	$0^{+2\ 10^{-3}}_{-0}$
$W \to e\nu + \geq 3jets$	1.40	1.12	0.75	$0^{+0.14}_{-0}$
$t\bar{t} \to e\nu j\ e\nu j$	0.21	0.20	0.11	0.062 ± 0.006
$t\bar{t} \to e\nu j\ jjj$	0.10	0.09	0.05	0.015 ± 0.003
Total bruits de fond	$72.2^{+16.0}_{-29.1}$	$34.0^{+5.2}_{-8.0}$	$19.7^{+3.1}_{-5.0}$	$0.34^{+0.40}_{-0.21}$

TAB. 6.3 – Nombre d'événements de données et bruits de fond attendus. Avant la dernière coupure, l'erreur dominante est celle du bruit de fond QCD.

Les efficacités individuelles et cumulées des coupures sur les événements de signal d'un point typique de l'espace paramétrique mSUGRA sont présentées dans le tableau 6.4 [5]. L'efficacité au niveau de la présélection est faible (38.4%), due à l'acceptance du détecteur et aux efficacités des identifications des différents objets. Les coupures de bases sont très peu efficaces, pénalisées par les seuils imposés en énergie transverse du premier électron et du premier jet, et également par l'identification du deuxième électron.

[5] Le terme "efficacité" désigne l'efficacité globale, c'est-à-dire l'efficacité propre des coupures multilpliée par l'acceptance du détecteur.

Coupure	Efficacité individuelle	Efficacité cumulée
Présélection	38.4%	38.4%
Coupures de base	13.5%	5.2%
$\not\!\!E_t > 15$ GeV	93.9%	4.9%
m_{ee} <80 GeV	93.5%	4.5%
association e/trace	54.6%	2.5%

TAB. 6.4 – Valeurs des efficacités individuelle et cumulée pour le point de signal numéro 9.

6.6.2 Ordres de grandeurs des bruits de fond manquants

Les bruits de fond représentés par les processus $W \to \tau\nu \ + jets$, $t\bar{t}$ dont les désintégrations donnent un ou plusieurs τ, et *dibosons* n'ont pas été simulés. Les ordres de grandeur de leur participation aux bruits de fond sont les suivants :

- $W \to \tau\nu \ + jets$ représente un bruit de fond lors de la désintégration en électron du τ. Or le nombre d'événements $W \to e\nu \ + jets$ attendus après toutes les sélections est $0^{+0.14}_{-0}$, ainsi la participation maximale du processus $W \to \tau\nu \ + jets, \ \tau \to e\nu$, qui représente 17.8% du processus $W \to e\nu \ + jets$ [6], est

$$N^{max}_{W\to\tau\nu \ +jets, \ \tau\to e\nu} \sim 17.8\% \times 0.14 \sim 0.02$$

- Les processus $t\bar{t} \to \tau\nu j \ e\nu j$ et $t\bar{t} \to \tau\nu j \ \tau\nu j$, suivis des désintégrations des τ en électrons, représentent un bruit de fond de mêmes caractéristiques que $t\bar{t} \to e\nu j \ e\nu j$, mais diminué par le rapport de branchement du τ en électrons. Ainsi, le premier représente 17.8% du processus $t\bar{t} \to e\nu j \ e\nu j$, et le deuxième représente 3.2%. La participation maximale de ces deux bruits de fond est alors évaluée à :

$$\begin{aligned} N^{max}_{t\bar{t}\to\tau\nu j \ e\nu j, \tau\to e\nu} &\sim 17.8\% \times 0.068 \sim 0.012 \\ N^{max}_{t\bar{t}\to\tau\nu j \ \tau\nu j, \tau\to e\nu} &\sim 3.2\% \times 0.068 \sim 0.002 \end{aligned}$$

  Le processus $t\bar{t} \to \tau\nu j \ jjj$ suivi de la désintégration en électron du τ, présente les mêmes caractéristiques que le processus $t\bar{t} \to e\nu j \ jjj$, diminué par le rapport de branchement du τ en électron. Ainsi il représente 17.8% du processus $t\bar{t} \to e\nu j \ jjj$, soit au maximum :

$$N^{max}_{t\bar{t}\to\tau\nu j \ jjj, \tau\to e\nu} \sim 17.8\% \times 0.018 \sim 0.003$$

[6] Les rapports de branchement des désintégrations en τ et en e du W sont considérés égaux.

- Les processus *dibosons* sont les plus difficiles à estimer par un simple calcul d'ordre de grandeur. Néanmoins, il est possible de donner une borne supérieure. En effet, comme il a été vu dans le chapitre 4, section 4.2, leur participation aux bruits de fond est négligeable sauf pour les processus $WZ \rightarrow jj\ ee$ et $ZZ \rightarrow ee\ jj$, dont l'énergie transverse manquante est issue de mauvaises mesures. La production de ces processus est similaire à celle du processus $t\bar{t} \rightarrow e\nu j\ e\nu j$. Or ces processus sont beaucoup moins ressemblants au signal que le processus $t\bar{t} \rightarrow e\nu j\ e\nu j$, en particulier ils devraient présenter une faible énergie transverse manquante, et de plus la masse invariante des deux électrons devrait se situer dans le pic du Z, pour lequel une coupure est effectuée. Il est donc possible d'émettre l'hypothèse qu'une évaluation conservative de la borne supérieure pour la participation de ce processus est représentée par le nombre d'événements prédits dans le processus $t\bar{t} \rightarrow e\nu j\ e\nu j$. Ainsi :

$$N_{dibosons}^{max} \sim 0.068$$

Les processus pour lesquels les simulations Monte-Carlo ne sont pas disponibles représentent donc un maximum de 0.10 événements. Au vu de la barre d'erreur sur l'estimation des bruits de fond, le biais introduit par la non considération de ces bruits de fond est négligeable.

6.6.3 Caractéristiques de l'événement sélectionné

Les caractéristiques du seul événement passant avec succès toutes les sélections sont résumées dans le tableau 6.5 et visualisées dans la figure 6.8.

événement	1
Numéro du run	169686
Numéro de l'événement	1809731
Energie transverse manquante (GeV)	23.8
Energie transverse scalaire (GeV)	200.5
Energie transverse de l'électron 1 (électron) (GeV)	41.2
Energie transverse de l'électron 2 (positron) (GeV)	20.5
Energie transverse du jet 1 (GeV)	95.9
Energie transverse du jet 2 (GeV)	19.6
Masse invariante (ee) (GeV)	73.7

TAB. 6.5 – Propriétés de l'événement ayant passé toutes les coupures.

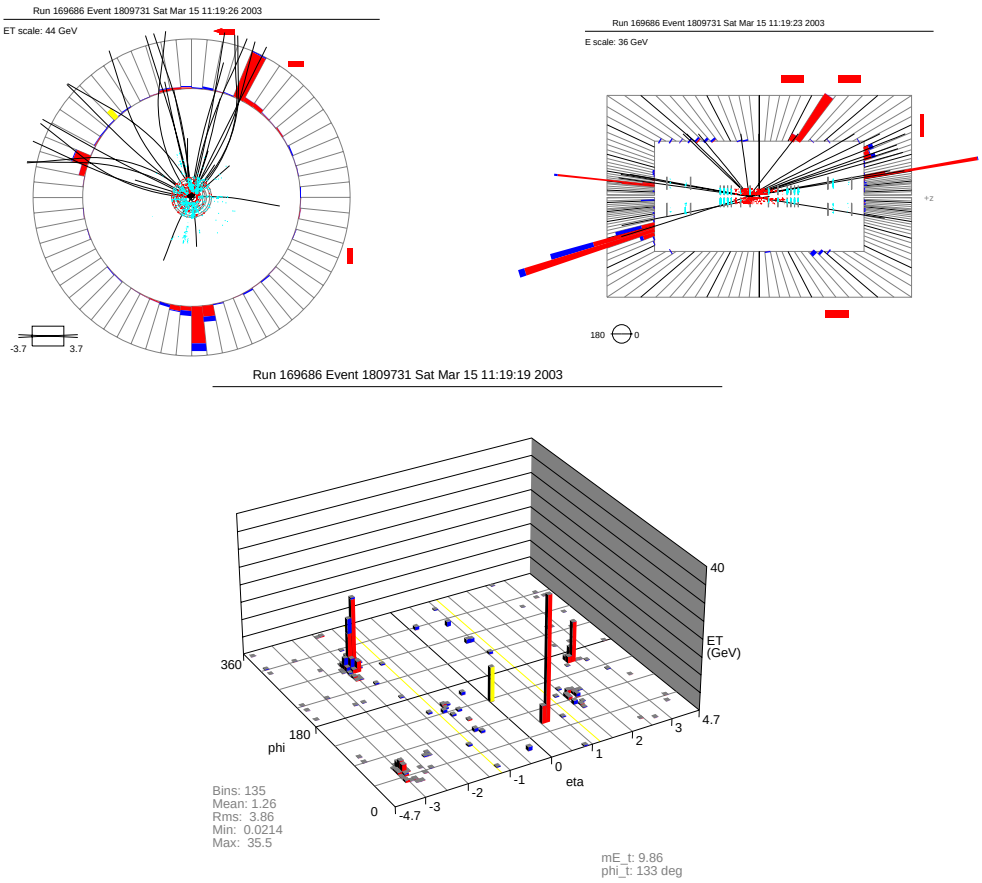

FIG. 6.8 – Visualisation de l'événement ayant passé toutes les coupures.

6.6.4 Calculs d'erreurs

Les erreurs statistiques ont été estimées sur les nombres entiers d'événements en supposant que ceux-ci suivent une loi de probabilité gaussienne s'ils sont supérieurs à 10, ou une loi de probabilité de Poisson s'ils sont inférieurs à 10 [107].

Les erreurs systématiques suivantes ont été considérées :

- Pour tous les échantillons de bruit de fond et de signal, les incertitudes sur le facteur de correction de l'énergie des jets (cf. chapitre 5, section 5.2.3) ont une participation majeure dans les erreurs systématiques. Cet effet est considéré par la variation de ce facteur entre ses bornes d'erreurs de la façon suivante :
  - L'énergie transverse de chacun des jets est corrigée d'un facteur égal à $C - \Delta C$, où C est le facteur de correction du jet considéré et ΔC son erreur totale (statistique et systématique).

- L'énergie transverse manquante est corrigée en conséquence.
- Le nombre d'événements vérifiant les sélections d'analyse est calculé.
- Les trois étapes précédentes sont réitérées, pour un facteur de correction égal à $C + \Delta C$.
- Les différences entre les nombres d'événements ainsi obtenus et le nombre d'événements obtenu sans tenir compte des erreurs constituent l'erreur systématique.

- Pour tous les échantillons Monte-Carlo, l'erreur sur la luminosité des données ($\pm 10\%$) est considérée.

- Pour l'estimation QCD, les erreurs sur la probabilité d'un jet d'être mal identifié en électron sont considérées par la variation de la valeur *fake rate* entre ses bornes d'erreur, en utilisant le méthode décrite précédemment.

6.6.5 Interprétation

Toutes les critères appliqués sur les différents échantillons sélectionnent un seul événement de données, ce qui est compatible avec $0.34^{+0.40}_{-0.21}$ événements de bruits de fond du Modèle Standard attendus.

Le nombre d'événements de signal attendus et l'efficacité globale des coupures sont représentés dans la figure 6.9 et indiqués dans le tableau 6.6 pour 11 points de l'espace paramétrique mSUGRA susceptibles d'aboutir aux meilleures limites sur le produit de la section efficace par le rapport de branchement.

Ces limites sont calculées en utilisant la méthode détaillée dans la référence [108]. Pour chacun des 11 points, les valeurs théoriques et les limites supérieures à 95% de niveau de confiance du produit de la section efficace par le rapport de branchement sont indiquées dans le tableau 6.6 et représentées dans la figure 6.10.

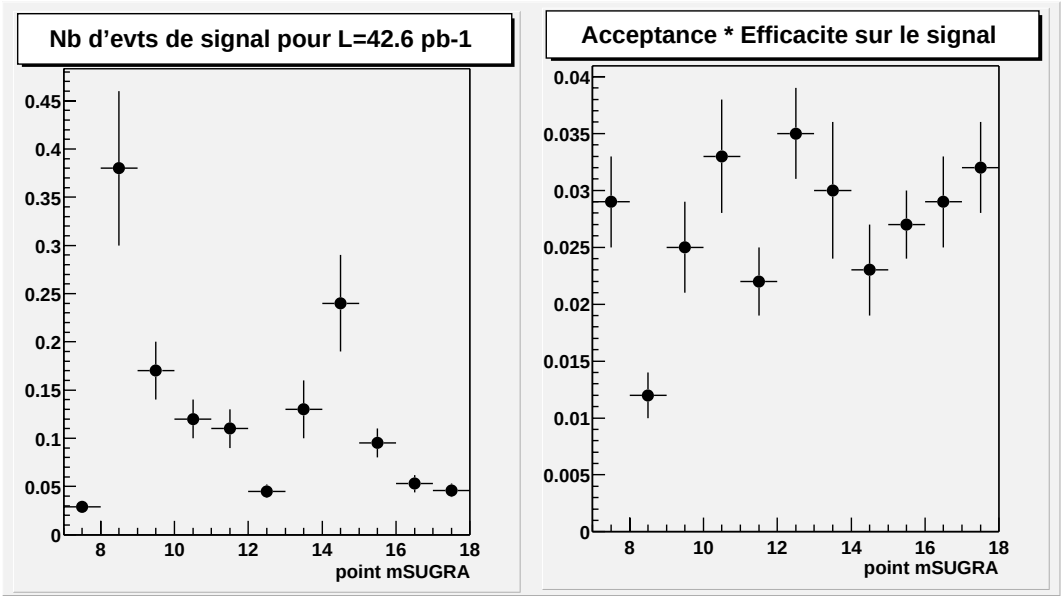

FIG. 6.9 – Nombre d'événements de signal attendus pour une $\mathcal{L} = 42.6$ pb^{-1} et efficacité globale de sélection pour 11 points de l'espace paramétrique mSUGRA.

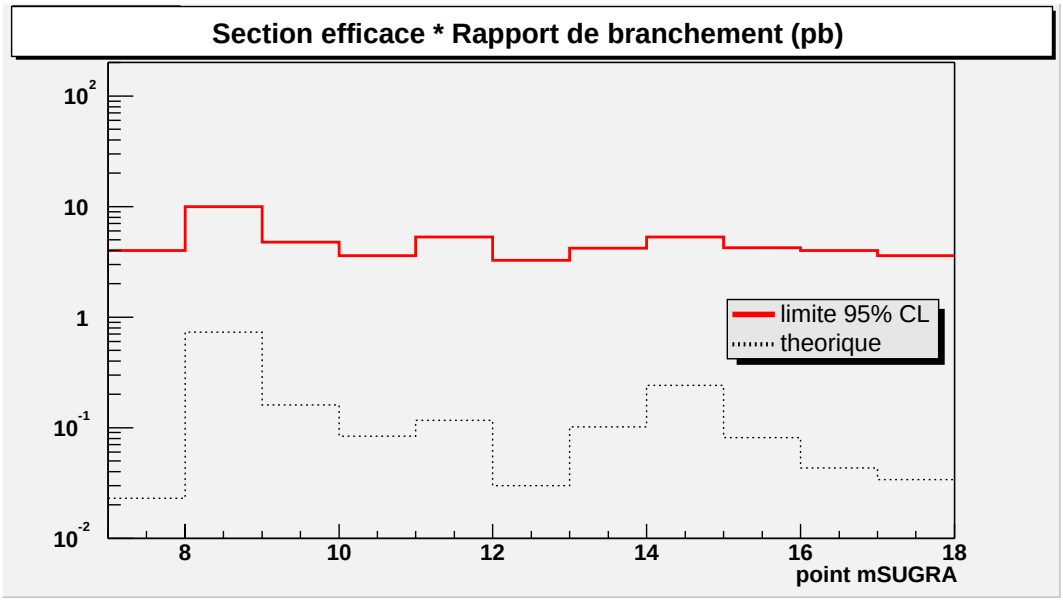

FIG. 6.10 – Produit de la section efficace par le rapport de branchement, théorique (pointillés) et limite à 95% de niveau de confiance (ligne continue) pour 11 points de l'espace paramétrique mSUGRA.

No	Nb d'événements pour $\mathcal{L}$ =42.6 pb^{-1}	Efficacité	σB (pb) théorique	σB (pb) limite à 95% CL
7	$(2.8 \pm 0.5)\ 10^{-2}$	$(2.9 \pm 0.4)\%$	0.023	4.01
8	0.38 ± 0.08	$(1.2 \pm 0.2)\%$	0.734	10.01
9	0.17 ± 0.03	$(2.5 \pm 0.4)\%$	0.160	4.78
10	0.12 ± 0.02	$(3.3 \pm 0.5)\%$	0.084	3.59
11	0.11 ± 0.02	$(2.2 \pm 0.3)\%$	0.116	5.28
12	$(4.5 \pm 0.7)\ 10^{-2}$	$(3.5 \pm 0.4)\%$	0.030	3.27
13	0.13 ± 0.03	$(3.0 \pm 0.6)\%$	0.102	4.20
14	0.24 ± 0.05	$(2.3 \pm 0.4)\%$	0.242	5.28
15	$(9.5 \pm 1.5)\ 10^{-2}$	$(2.7 \pm 0.3)\%$	0.081	4.23
16	$(5.3 \pm 0.9)\ 10^{-2}$	$(2.9 \pm 0.4)\%$	0.043	4.01
17	$(4.6 \pm 0.7)\ 10^{-2}$	$(3.2 \pm 0.4)\%$	0.034	3.61

TAB. 6.6 – Effets des coupures finales sur 11 points de signal, valeurs théoriques et limites obtenues à 95% de niveau de confiance du produit de la section efficace par le rapport de branchement.

Les résultats obtenus ne permettent pas, pour la luminosité intégrée étudiée, une exclusion des différents points de l'espace paramétrique mSUGRA considérés. Le paragraphe suivant détaille les améliorations possibles de cette analyse.

6.7 Améliorations possibles et perspectives

Plusieurs améliorations peuvent être apportées à cette analyse à plus ou moins long terme. Celles-ci sont discutées dans cette section, qui examine les possibilités d'amélioration et d'évolution pour les trois composantes de l'analyse : les données, les bruits de fond et le signal. Les idées principales d'amélioration concernent l'augmentation de la statistique des données réelles et simulées, l'augmentation de l'efficacité de sélection du signal et la diminution des erreurs.

6.7.1 Données

6.7.1.1 Luminosité

La première perspective d'évolution de cette analyse est l'augmentation de la luminosité intégrée. En effet, les résultats montrent que la luminosité disponible pour cette étude est insuffisante pour exclure les points de l'espace

paramétrique mSUGRA considérés, pourtant déjà exclus par d'autres analyses auprès du LEP (cf. chapitre 1, section 1.3.5, et [28]). Une des raisons principales est la faiblesse de la section efficace de production du $\tilde{b}_1$, de surcroît pénalisée par les désintégrations imposées. La valeur maximale du produit de la section efficace par les rapports de branchement est atteinte pour le point 8 et vaut 0.73 pb. Pour tous les autres points, ce produit est inférieur à 0.25 pb.

Plusieurs facteurs autres que le temps et la valeur de la luminosité instantanée interviennent dans l'accroissement de la luminosité intégrée disponible :

- L'efficacité du détecteur, définie comme la portion de luminosité effectivement enregistrée par rapport à la luminosité délivrée par le Tevatron, est croissante au cours du temps, et a atteint 79.4% en Janvier 2003.
- L'efficacité de sélection des *runs* (cf. section 6.1.3), directement liée au bon fonctionnnement du détecteur, est très pénalisante (seulement 42.6 pb^{-1} conservés sur 51 pb^{-1}). Ceci devrait être amélioré pour les données enregistrées à partir du 9 Février, après la période d'arrêt de l'accélérateur d'une durée d'un mois pendant laquelle les détecteurs ont subi des améliorations.

D'autre part, une diminution de l'erreur sur la luminosité permettrait une diminution globale des erreurs sur les Monte-Carlo, et ainsi une analyse plus précise. Le *Forward Proton Detector* (FPD), par la détermination de la section efficace totale $p\bar{p}$, aura un rôle important dans la diminution de cette erreur.

6.7.1.2 Trigger

Les plateaux des deux composantes du *trigger* sont atteints pour des valeurs très élevées des impulsions transverses des objets considérés (25 GeV pour la partie électromagnétique, 55 GeV pour la partie jet). Afin de ne pas introduire de biais dû au *trigger* les coupures sur les impulsions transverses sont élevées, ce qui implique une perte d'efficacité très importante sur la sélection du signal. L'étude et l'utilisation d'un *trigger* différent, par exemple sur 2 objets électromagnétiques ou demandant une énergie transverse manquante, pourrait améliorer sensiblement l'efficacité de sélection.

6.7.1.3 Efficacités d'identification des objets

Les études d'identification des différents objets sont en constante évolution. Leurs efficacités devraient être améliorées dans le futur, ce qui augmenterait l'acceptance des différentes sélections. En particulier, l'application d'un étiquetage efficace des jets issus de quarks b pourrait améliorer sensiblement la réjection des bruits de fond.

6.7.2 Bruits de fond

6.7.2.1 Estimation du bruit de fond QCD

Une amélioration à long terme serait la possibilité de simuler correctement ce bruit de fond. En attendant, l'erreur commise sur son évaluation grâce aux données serait diminuée avec l'utilisation d'une statistique plus importante. En effet, la normalisation est actuellement effectuée sur 37 événements, ce qui représente une importante source d'erreur statistique dans l'estimation du bruit de fond QCD. D'autre part, une meilleure statistique permettrait également d'envisager d'autres méthodes d'évaluation de ce bruit de fond, qui n'ont pas été retenues pour cette analyse à cause du manque de statistique.

6.7.2.2 Echantillons Monte-Carlo

Davantage de statistique sur tous les échantillons Monte-Carlo, excepté les échantillons $t\bar{t}$ qui présentent déjà une bonne statistique, pourrait diminuer considérablement les erreurs sur leur estimation. En particulier, les échantillons de certains bruits de fond ont une statistique plus faible que les données, ce qui est une source d'erreur importante.

De plus, d'autres bruits de fond pourraient compléter ceux utilisés, comme par exemple les dibosons qui ne sont pas disponibles aujourd'hui, ou les bruits de fond W ou $t\bar{t}$ dont les désintégrations contiennent des τ.

6.7.3 Signal

La première amélioration serait l'augmentation du nombre d'événements générés et traités par la chaîne complète de simulation. L'utilisation d'une simulation rapide, comme le logiciel PMCS (*Parametrized Monte-Carlo Simulation*) [109], pourrait présenter une alternative avantageuse.

L'amélioration suivante serait l'augmentation de l'efficacité de sélection, par l'optimisation des coupures de base très pénalisantes dans cette analyse à cause des critères très sévères sur les impulsions des différents objets.

Enfin, la dernière amélioration serait d'étendre l'étude effectuée à d'autres canaux de désintégration du $\tilde{\chi}_2^0$, comme par exemple sa désintégration en muons, afin d'augmenter le produit de la section efficace par les rapports de branchement, largement pénalisé à grand $\tan\beta$ par le rapport de branchement correspondant à la désintégration $\tilde{\chi}_2^0 \to e^+e^-\tilde{\chi}_1^0$. Par exemple, le point présentant la section efficace de production du $\tilde{b}_1$ la plus élevée est le point 21 ($\sigma = 7.84$ pb), mais il est également celui présentant le rapport de branchement de $\tilde{\chi}_2^0 \to e^+e^-\tilde{\chi}_1^0$ le plus faible ($BR = 0.6\ 10^{-2}$).

6.8 Résumé

Cette analyse a été consacrée à la recherche du $s$bottom le plus léger, $\tilde{b}_1$, dans sa désintégration en cascade $\tilde{b}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_2^0$, suivie de la désintégration $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow e^+e^-\tilde{\chi}_1^0$. Ce canal, présentant la signature composée d'un minimum de deux électrons, deux jets et une énergie transverse manquante significative, n'avait jamais été étudié auparavant. 23 points de l'espace paramétrique mSUGRA ont été considérés. Cette étude a bénéficié d'une luminosité totale intégrée égale à 42.6 pb^{-1}.

Les résultats obtenus montrent un bon accord des données avec les différents bruits de fond du Modèle Standard. Ceux-ci ont été estimés par simulations Monte-Carlo des différents processus, excepté pour les bruits de fond QCD qui ont été évalués sur les données réelles. Les limites supérieures du produit de la section efficace par les rapports de branchement ont été calculées à 95% de niveau de confiance pour 11 points de l'espace paramétrique mSUGRA. Celles-ci ne permettent pas d'exclure les points considérés.

Plusieurs améliorations peuvent être apportées à cette analyse dans un futur plus ou moins proche. En particulier, l'augmentation de la luminosité intégrée des données réelles et simulées a un rôle important dans les améliorations possibles de cette analyse, ainsi que l'extension des différentes désintégrations considérées pour le signal. Les améliorations pourraient permettre l'élargissement du domaine de l'espace paramétrique étudié et, à plus long terme, son exclusion ou la découverte de particules supersymétriques.

Conclusion

En vue de la recherche de la particule $\tilde{b}_1$, partenaire supersymétrique le plus léger du quark b, la production de l'état final à deux électrons, deux jets et une impulsion transverse manquante significative a été étudiée. Pour cela, les données du détecteur DØ, issues des collisions protons-antiprotons dans le Tevatron à $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, ont été analysées, avec une luminosité intégrée égale à 42.6 pb^{-1}.

Un événement a été observé avec la topologie requise : deux électrons associés avec une trace, vérifiant $E_t(e_1) \geq 25$ GeV, $E_t(e_2) \geq 15$ GeV, et 20 GeV $\leq m_{ee} \leq 80$ GeV ; deux jets vérifiant $E_t(j_1) \geq 40$ GeV, $E_t(j_2) \geq 15$ GeV ; et une énergie transverse manquante supérieure à 15 GeV. Cette observation est en accord avec les prédictions du Modèle Standard, s'élevant à $0.34^{+0.40}_{-0.21}$ événements.

Les limites à 95% de niveau de confiance ont été établies sur les produits de la section efficace par les rapports de branchement, en interprétant le résultat dans le cadre du modèle mSUGRA. Celles-ci ne permettent pas d'exclure les points de l'espace paramétrique mSUGRA considérés. Cependant de nombreuses améliorations peuvent être apportées à cette analyse, qui défriche un terrain jusqu'alors inconnu. En effet, dans les études antérieures concernant la recherche du $s$bottom, seule la désintégration directe du $\tilde{b}_1$ en $\tilde{\chi}_1^0$ était considérée. Cette analyse pourra être étendue avec plus de luminosité à un domaine plus large de l'espace paramétrique mSUGRA. Une interprétation dans un modèle supersymétrique différent peut également être envisagée.

En amont de l'analyse, le format condensé de données ThumbNail a été élaboré en collaboration à trois. Ce logiciel informatique permet l'enregistrement sur disque de toutes les données réelles et simulées et est actuellement le format officiel d'analyse dans l'expérience DØ. Parallèlement, le format de données TMBTree utilisant le logiciel ROOT a été développé. Celui-ci, construit à partir du ThumbNail, est aujourd'hui utilisé par une grande partie de la collaboration.

La période de cette thèse a vu l'évolution de l'expérience DØ aux cours des différentes phases qui se sont succédé très rapidement : préparation, démarrage et mise en fonctionnement, et enfin analyse des données. Ceci m'a permis d'effectuer des travaux très divers et de participer à plusieurs niveaux, ce qui a représenté un enrichissement professionnel et personnel considérable, eu égard aux difficultés qu'une telle période représente.

J'ai eu l'opportunité de participer à la phase de mise en fonctionnement du détecteur de vertex au Silicium SMT (*Silicon Micro Tracker*). La participation était située au niveau du câblage, du test des différentes étapes de la chaîne électronique et de la compréhension des problèmes à plusieurs niveaux. Ce travail m'a considérablement appris et permis d'appréhender le fonctionnement d'un détecteur.

La phase d'élaboration du format de données ThumbNail fut longue et laborieuse. Celle-ci m'a permis d'apprendre comment concevoir, programmer, développer et intégrer un logiciel dans l'environnement informatique complexe de DØ, et m'a amenée à bien comprendre le fonctionnement de cet environnement et de la programmation en c++, ainsi que la structure des données. Ceci a été remarquablement utile pour la suite de ma thèse, et en particulier pour la phase d'analyse. De plus il est très intéressant et motivant d'élaborer un outil profitable à toute la collaboration.

Le début de mon travail d'analyse a coïncidé avec la période de fin de test des formats ThumbNail et TMBTree et le début de leur intégration dans l'expérience. J'ai décidé d'effectuer mon analyse sur les données enregistrées sous ces nouveaux formats, ce qui fut difficile au vu des perpétuels changements et évolutions des différentes versions de l'environnement informatique et les incertitudes liées au remplacement du format de données. Néanmoins, j'ai pu effectuer cette analyse en utilisant une luminosité égale à 42.6 pb^{-1}.

Ainsi, j'ai eu la chance de participer à cet événement qu'est le démarrage d'une expérience, de partager le sentiment général, mélange subtil de tension et d'enthousiasme, de tourmente et de satisfaction. L'évolution de mon apprentissage durant ces années, au sein d'une collaboration telle que DØ et dans cette ambiance de démarrage, fut un apport très positif d'un point de vue professionnel et personnel.

Bibliographie

[1] K.Hagiwara *et al.*, *Review of Particle Physics*, Physical Review D66, 010001(2002)

[2] R.Zitoun, *La physique des particules, Introduction*, Nathan 1998

[3] F.Halzen and A.D.Martin, *Quarks & Leptons : An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley & Sons 1984

[4] G.Cohen Tannoudji
http ://www-dsm.cea.fr/Dossiers/ModeleSTD/page.shtml

[5] G.D.Coughlan and J.E.Dodd, *The ideas of particle physics, an introduction for scientists*, Cambridge University Press, second edition 1991

[6] E.Perez, *Recherche de particules supersymétriques dans l'expérience H1*, Thèse de doctorat, Université Paris VI, soutenue le 17 Juin 1996

[7] B.Grossetête et F.Vanucci, *Interactions et Particules*, Eyrolles 1991

[8] MC.Gonzalez-Garcia & Y.Nir, *Neutrino Masses and Mixing : Evidence and Implications*, hep-ph/0202058 v2 2 Aug 2002

[9] S.Weinberg, *A Model of Leptons*, Phys. Rev. Lett. 19, 1264-1266 (1967)

[10] CS.Wu, E.Ambler, RW.Hayward, DD.Hoppes, and RP.Hudson, *An Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay*, Phys. Rev. 105, 1413 (1957)

[11] MW.Gruenewald, *Electroweak Physics*, hep-ex/0210003 v1 1 Oct 2002

[12] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, LHWG Note/2002-01, July 19 2002

[13] M.Kobayashi and T.Maskawa, *CP Violation In The Renormalisable Theory Of Weak Interactiom*, Prog. Theor. Phys. 49, 652 (1973)

[14] N.Cabibbo, *Unitarity Symmetry And Leptonic Decays*, Phys. Rev. Lett. 10, 531 (1963)

[15] SNO Collaboration, Q.R.Ahmad *et al.*, *Measurement of Day and Night Neutrino Energy Spectra at SNO and Constraints on Neutrino Mixing Parameters*, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 011302

[16] GDR SUSY
http ://www.lpm.univ-montp2.fr :7082/∼djouadi/GDR/gdr.html

[17] B.I.Kasakov, *Beyond the Standard Model (in search of supersymmetry)*, hep-ph/0012288 v2 11 Jan 2001

[18] G.Farrar, P.Fayet, *Phenomenology of the Production, Decay, and Detection of New Hadronic States Associated with Supersymmetry*, Phys. Lett. B76 (1978) 575

[19] JB.de Vivie, *Recherche de bosons de Higgs invisibles à LEP2 et exploration de l'espace des paramètres du MSSM*, Université Paris Sud, LAL 00-11

[20] SP.Martin, *A Supersymmetry primer*, hep-ph/9709356 v3 April 1999

[21] S.Abel *et al.*, *Report of SUGRA Working Group for Run II of the Tevatron*, hep-ph/0003154 v1 16 Mar 2000

[22] http ://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/np/d0_private/mc/msugra_scan/v1.2/prod1.2.html

[23] FE.Paige and SD.Protopopescu, H.Baer, X.Tata, *ISAJET 7.64, A Monte Carlo Event Generator for pp, $\bar{p}p$ and e^+e^- Reactions* (Manuel)

[24] T.Sjöstrand, L.Lönnblad, S.Mrenna, P.Skands, *PYTHIA 6.2, Physics and Manual*, hep-ph/0108264 April 2002

[25] DØ Collaboration, B.Abbott *et al.*, *Search for bottom squarks in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, Phys. Rev. D 60, 031101 (1999)

[26] CDF Collaboration, T.Affolder *et al.*, *Search for Scalar Top and Scalar Bottom Quarks in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV*, Phys. Rev. Lett. 84, 5704 (2000)

[27] http ://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/www/squarks_summer02/squarks_pub.html

[28] http ://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/www/lspmsugra_summer02/02−06.2/mSUGRA_208.html

---

[29] http ://www.fnal.gov/

[30] DØ Collaboration, S.Abachi *et al.*, *Observation of the Top Quark*, Phys. Rev. Lett. 74, 2632 (1995)

[31] CDF Collaboration, F.Abe *et al.*, *Observation of Top Quark Production in p-$\bar{p}$ Collisions with the Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995)

[32] http ://www-bd.fnal.gov/proton/proton.html

[33] http ://www-bd.fnal.gov/public/proton.html

[34] http ://www-bd.fnal.gov/public/maininj.html

[35] http ://www-bd.fnal.gov/pbar/

[36] http ://www-bd.fnal.gov/public/antiproton.html

[37] http ://www-bdnew.fnal.gov/tevatron/

[38] http ://www-bd.fnal.gov/public/tevatron.html

[39] DØ Collaboration, S.Abachi *et al.*, *The DØ Upgrade*, Nucl. Instrum. Meth. A408,103 (1998)

[40] DØ Collaboration, *The DØ Upgrade. The Detector and Its Phyisics*, Fermilab Pub-96/357-E

[41] http ://www-d0.fnal.gov/hardware/upgrade/upgrade.html

[42] L.Babukhadia, *The DØDetector for Run II*, hep-ex/0210002

[43] E.Kajfasz, HDR, Université de la Méditerranée, Aix-Marseille II

[44] http ://d0server1.fnal.gov/projects/Silicon/www/silicon.html

[45] http ://d0server1.fnal.gov/projects/SciFi/cft_home.html

[46] http ://www-d0.fnal.gov/solenoid/

[47] M.Adams, N.Amos, S.Chopra, M.Chung, K.DelSignore, F.Hsieh, H.Li, D.Lincoln, H.Neal, J.Qian, M.Rijssenbeek, *Design Report of the Central Preshower Detector for the DØ Upgrade*, DØ-Note 3014

[48] A.Gordeev, J.Kotcher, M.Xiong Liu, P.Yamin, M.Bhattacharjee, D.Chakraborty, P.Grannis, A.Lucotte, A.Patwa, M.Rijssenbeek, D.Shpakov, J.Steffens, A.Talalaevskii, M.Chung, *Technical Design Report of the Forward Preshower Detector for the D0 Upgrade*, DØ-Note 3445

[49] L.Sawyer, K.De, P.Draper, E.Gallas, J.Li, M.Sosebee, R.W.Stephens, A.White, *Technical Design Report for the Upgrade of the ICD for D0 Run 2*, DØ-Note 2686

[50] http ://www-d0.fnal.gov/results/publications_talks/thesis/snyder/html/node27.html#SECTION00360000000000000000

[51] http ://www-d0.fnal.gov/hardware/cal/

[52] M.Kopal, A.Kupco, *Update on jet transverse momentum and dijet mass resolutions in p13.05.00*, présentation donnée à la réunion *Jet Energy Scale*, 23 janvier 2003.

[53] http ://www-d0.fnal.gov/hardware/upgrade/muon_upgrade/muon_upgrade.html

[54] http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/presentations/begel_tutorial.ps

[55] http ://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/MonteCarlo.html

[56] http ://www.thep.lu.se/tf2/staff/torbjorn/Pythia.html

[57] http ://www.phy.bnl.gov/∼isajet/

[58] http ://hepwww.rl.ac.uk/theory/seymour/herwig/

[59] http ://theory.fnal.gov/people/giele/vecbos.html

[60] http ://lyoinfo.in2p3.fr/susygen/susygen3.html

[61] http ://www-d0.fnal.gov/computing/MonteCarlo/generators/alpgen.html

[62] M.Ridel, *Reconstruction du flux d'énergie et Recherche de Squarks et gluinos dans l'Expérience DØ*, Thèse de doctorat (16 avril 2002), Université Paris XI- Orsay

[63] F.Déliot, *Reconstruction et identification des muons sur l'expérience DØ. Etude de la production résonante de sleptons*, Thèse de doctorat (17 avril 2002), Université Paris VII

[64] A.Besson, *Etude des événements di-leptons + 4 jets dans le Run II de l'expérience DØ à Fermilab*, Thèse de doctorat (1 octobre 2002), Institut des Sciences Nucléaires, Université Joseph-Fourier - Grenoble I.

---

[65] S.Protopopescu, S.Baffioni, E.Nagy, *ThumbNail : a compact data format*, DØ-Note 3979

[66] S.Protopopescu, S.Baffioni, E.Nagy, E.Thomas, N.Lahrichi, *The tmb_tree package*, DØ-Note 3978

[67] http://www-d0.fnal.gov/∼serban/thumbnail/
Proposal for Thumbnail Contents (pdf)

[68] http://d0server1.fnal.gov/projects/Computing/Web/Meeting/RAC/d0finance_0702_jq.pdf

[69] http://www-d0.fnal.gov/∼schellma/d0cpp/

[70] http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/

[71] http://root.cern.ch/

[72] http://marwww.in2p3.fr/∼nagy/tmb_tutorial/

[73] SB.Lippman, J.Lajoie, *C++ Primer*, Addison-Wesley, Third Edition

[74] http://www.cprogramming.com/

---

[75] http ://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/np/d0_private/mc/msugra_scan/v1.2/prod1.2.html

[76] http ://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/d0_private/wg/mc/p13_p13.05.html

[77] http ://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/np/d0_private/mc/mcp13/pythia_cards_mcp13.html

[78] K.Hagiwara *et al.*, *Review of Particle Physics*, Physical Review D66, 010001(2002)

[79] DØ Top Production Group, *Measurement of the $\bar{t}t$ cross section at $\sqrt{s} =$ 1.96 TeV*, DØ-Note 4116

[80] DØ Collaboration, B. Abbott *et al.*, *Measurement of the Top Quark Pair Production Cross Section in the All-Jets Decay Channel*, Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 1908-1913

[81] J.Womerley, *QCD at the Tevatron : Status And Prospects*, hep-ex/0012061 v2 1 Jan 2001

[82] E.Popkov, *A search for squarks and gluinos using jets and missing energy*, DØ-Note 3622

---

[83] http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/emid_intro.html

[84] L.Duflot, R.Hirosky, *MC studies of jet algorithms in the RUN II Framework"*, DØ-Note 3746

[85] A.Pierce, *A Comparison of Cone and $k_\perp$ Algorithms for the Reconstruction of a Higgs Boson at 110 GeV*, DØ-Note 3486

[86] F.Fleuret, *The DØ Electron/Photon Analysis Package EMAnalyze*, DØ-Note 3888

[87] F.Beaudette, JF.Grivaz, *The Road Method (an algorithm for the identification of electrons in jets)*, DØ-Note 3976

[88] http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/certification/main_v2_2_1.html

[89] A.Abdesselam, *Comparison of H-Matrices for electron identification in DØ Run II*, DØ-Note 3745

[90] M.Kado, R.Zitoun, *Measurement of the Z and W boson production cross sections in the electron mode in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, DØ-Note 4003

[91] http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/minutes/min20020508.html
Track Matching, ID cuts (Robert Zitoun)

[92] http ://www-d0.fnal.gov/~d0upgrad/d0_private/software/jetid/certification/v2_0/jetid_p13.html

[93] Jet/MET Group, *Jets in Run 2*, DØ-Note 3985

[94] DØ Collaboration, B.Abbot *et al.*, *Determination of the Absolute Jet Energy Scale in the DØ Calorimeters*, hep-ex/9805009 v1 12 May 1998

[95] JES Group, *Jet Energy Scale at DØ in Run II*
http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/d0_private/certified/v2.2/links.html

[96] JES Group, *Jet Energy Scale for p13 Data*
http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/d0_private/certified/v4.0/links.html

[97] http ://www-d0.fnal.gov/∼d0upgrad/d0_private/software/jetid/certification/met.ps

[98] G.Bernardi, S.T-Duvoid, *Improvement of the NADA Algorithm : Hot Cell Killing in D0 Run II Data*, DØ-Note 4057

[99] http ://www-d0.fnal.gov/∼gregorio/energy.ps

---

[100] http ://www-d0.fnal.gov/∼d0upgrad/d0_private/software/jetid/certification/Macros/Runsel/v2.1-p13/runselection.summary

[101] http ://d0db.fnal.gov/trigdb/cgi/tdb_report_element.py ?function=Trigger +Name&intnname=EM15_2JT15&intnversion=4

[102] L. Phaf, *Electron + Jets Triggers for Top Physics*, DØ-Note 4017

[103] DØ Top Production Group, *Measurement of the $t\bar{t}$ cross section at $\sqrt{s} =$ 1.96 TeV*, DØ-Note 4116

[104] http ://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/np/d0_private/results/ICHEP2002/ICHEP.html

[105] D.Meder, *Measurement of jet production associated with a W boson*, DØ-Note 4098

[106] D. Whiteson, M. Kado, *The $e\mu$ inclusive final state at DØ*, DØ-Note xxxx v0.9

[107] G.J.Feldman, R.D.Cousins, *A Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals*, Phys. Rev. D57, 3873 (1998)

[108] I.Bertram *et al.*, *A recipe for the construction of confidence limits*, DØ Note 3476

[109] http ://www-d0.fnal.gov/∼sceno/pmcs_doc/pmcs.html

Recherche du *s*quark bottom se désintégrant en cascade dans l'expérience DØ auprès du Tevatron. Elaboration d'un format condensé de données.

L'expérience DØ située auprès du Tevatron permet la détection des particules issues de collisions $p\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. L'interprétation des données issues du détecteur DØ pourrait confirmer ou infirmer l'une des extensions possibles du Modèle Standard, la théorie de SuperSymétrie. Dans ce contexte, la particule $\tilde{b}_1$, partenaire supersymétrique le plus léger du quark b, est recherchée par l'étude de l'état final à deux électrons, deux jets, et énergie transverse manquante. Cette analyse est effectuée sur un échantillon de données correspondant à une luminosité intégrée égale à 42.6 pb^{-1}. Les résultats sont interprétés dans le cadre du modèle supersymétrique contraint mSUGRA.

En amont de cette analyse, le format condensé de données ThumbNail, logiciel permettant l'enregistrement sur disque de l'ensemble des données réelles et simulées, a été élaboré. Celui-ci est actuellement le format officiel d'analyse sur l'expérience DØ.

Mots-clés : *DØ, Tevatron, SuperSymétrie, sbottom, mSUGRA, format condensé.*

Search for bottom *s*quark cascade decay using the DØ detector at the Tevatron. Development of a compact data format.

$p\bar{p}$ interactions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV are studied using the DØ detector at the Tevatron collider. Verifying the supersymmetric extension of the Standard Model is a part of the physics program. In this framework, the decay of the lightest supersymmetric partner of the b-quark giving rise to two electrons, two jets and missing transverse energy in the final state is searched for, using an integrated luminosity of 42.6 pb^{-1}. The result is interpreted within the mSUGRA framework, one of the supersymmetric models.

Prior to this analysis a software called Thumbnail has been developed which allows the storage of the complete set of real and simulated data on disk. The code is integrated into the official software releases of the DØ collaboration.

Keywords : *DØ, Tevatron, SuperSymmetry, sbottom, mSUGRA, compact format.*