

Recherche du partenaire supersymétrique du quark bottom au sein de l'expérience DØ auprès du TeVatron. Etudes sur l'énergie transverse manquante

S. Calvet

▶ **To cite this version:**

S. Calvet. Recherche du partenaire supersymétrique du quark bottom au sein de l'expérience DØ auprès du TeVatron. Etudes sur l'énergie transverse manquante. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de la Méditerranée - Aix-Marseille II, 2007. Français. NNT : . tel-00221399

HAL Id: tel-00221399
https://theses.hal.science/tel-00221399

Submitted on 28 Jan 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



CPPM-T-2007-03

UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE
AIX-MARSEILLE II
FACULTÉ DES SCIENCES DE LUMINY
163, avenue de Luminy
13288 MARSEILLE cedex 09
FRANCE

THÈSE DE DOCTORAT

Spécialité : Physique Mathématique, Physique des particules et Modélisation

présentée par

Samuel CALVET

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

Recherche du partenaire supersymétrique du quark bottom au sein de l'expérience DØ auprès du TeVatron.

Études sur l'énergie transverse manquante.

Soutenue le 21 septembre 2007 devant le jury composé de :

Dr.	Roy	ALEKSAN	Président du jury
Dr.	Arnaud	DUPERRIN	
Dr.	Éric	KAJFASZ	Directeur de thèse
Prof.	Jean	ORLOFF	Rapporteur
Dr.	Dominique	PALLIN	Rapporteur
Dr.	Emmanuelle	PEREZ	

Table des matières

Remerciements 1
Introduction 5

1 Cadre Théorique **7**
1.1 Le Modèle Standard 7
1.1.1 Le cadre du Modèle Standard 7
1.1.2 L'interaction électrofaible et la génération des masses 9
1.1.3 L'interaction forte 10
1.1.4 Un modèle performant 11
1.1.5 Les insuffisances du Modèle Standard 11
1.2 La Supersymétrie 13
1.2.1 Les apports de la supersymétrie 13
1.2.2 Le Modèle SuperSymétrique Minimal (MSSM) 14
1.3 Motivation de la recherche du sbottom 16
1.3.1 Production du sbottom 16
1.3.2 Désintégration du sbottom 17

2 Cadre Expérimental **19**
2.1 Complexe d'accélération 20
2.1.1 Le cycle des protons 20
2.1.2 Le cycle des antiprotons 22
2.1.3 Le Tevatron 24
2.2 Le détecteur DØ 24
2.2.1 Vue générale 24
2.2.2 Le détecteur de vertex au Silicium, SMT 26
2.2.3 Le détecteur à fibres scintillantes, CFT 29
2.2.4 L'aimant solénoïdal 31
2.2.5 Les détecteurs de pieds de gerbes 32
2.2.6 Le calorimètre 33
2.2.7 Le spectromètre à muons 36
2.2.8 Le détecteur de protons à l'avant, FPD 39
2.2.9 La luminosité 41

2.2.10 Le système de déclenchement du Run IIa 41
2.2.11 Le système de déclenchement du Run IIb 47
2.3 Objets physiques utilisés 51
2.3.1 Les traces et les vertex 51
2.3.2 Les objets électromagnétiques 51
2.3.3 Les jets 52
2.3.4 Les muons 53
2.3.5 L'énergie transverse manquante 54
2.4 La simulation 56
2.4.1 La chaîne de simulation 56
2.4.2 Les générateurs 57
2.4.3 Corrections apportées aux jets simulés 58
2.5 Qualité des données et bruits expérimentaux 60
2.5.1 Sélection par période de prise de données 60
2.5.2 Sélection événement par événement 60

3 Études sur la $\not\!\!E_T$ au L1 **65**
3.1 L'énergie transverse manquante au L1 66
3.1.1 Définitions : L1MET et OFFMET 66
3.1.2 Comportement de L1MET 67
3.1.3 Effet de la discrétisation 73
3.2 Impact des calibrations des tours de triggers 74
3.2.1 Sélection 74
3.2.2 Principe de la calibration 74
3.2.3 Impact qualitatif de la calibration 74
3.2.4 Impact quantitatif de la calibration 74
3.3 1^{er} resultat sur la paramétrisation de la L1MET 79
3.3.1 Introduction 79
3.3.2 Paramétrisation de l'efficacité du *trigger*, application au canal $W \to e\nu$ 79
3.3.3 Impact de la topologie sur la paramétrisation 84

4 p_T du Z dans `ALPGEN` **87**
4.1 Paramètres d'`ALPGEN` utilisés par la collaboration DØ 88
4.2 Lots utilisés et sélection 88
4.2.1 Lots de données 88
4.2.2 Lots de simulation 89
4.2.3 Sélection 89
4.2.4 Estimation du bruit de fond multijets 89
4.2.5 Normalisation 90
4.3 Correction du bruit de fond multijets 92

4.3.1 Les lots multijets utilisés 92
4.3.2 Détermination de la correction 93
4.4 Repondération de l'impulsion transverse du Z 94
4.4.1 Distributions inclusives et repondération 94
4.4.2 Distributions reliées aux analyses multijets 99
4.5 Conclusion 99

5 Recherche du sbottom **105**
5.1 Échantillon de données 106
5.2 Simulation du signal 106
5.3 Simulation des bruits de fond 108
5.4 Présélection 109
5.4.1 Présélection minimale 109
5.4.2 Présélection avancée pour l'analyse 112
5.5 Sélection avant étiquetage des jets de hadrons B 113
5.5.1 Coupures $cpf0$ 113
5.5.2 Coupures angulaires contre le bruit de fond multijets . 116
5.5.3 Coupure en asymétrie 116
5.5.4 Coupure angulaire contre le bruit de fond électrofaible 120
5.5.5 Veto sur les muons et les objets électromagnétiques . . 120
5.5.6 Veto sur les traces isolées 121
5.5.7 Contrôle des coupures sur les leptons dans une zone "électrofaible" 123
5.5.8 Coupures finales avant l'étiquetage des jets de quarks b 123
5.5.9 Estimation du bruit de fond multijets 128
5.5.10 A propos de la coupure sur les mauvais vertex 132
5.6 Corrections apportées lors de la sélection 136
5.6.1 Sélection d'événements $Z \to \mu\mu$ 136
5.6.2 Correction du profil de luminosité instantanée 137
5.6.3 Correction d'efficacité des coupures $cpf0$ 138
5.6.4 Correction d'efficacité de la coupure des traces isolées . 139
5.6.5 De la nécéssité d'une repondération du p_T du Z 143
5.7 Étiquetage des jets de quarks b 145
5.7.1 Motivations 145
5.7.2 Principe d'étiquetage des jets de quarks b 145
5.7.3 Détermination de l'étiquetabilité 148
5.7.4 Étiquetage des jets de quarks b 153
5.8 Systématiques 161
5.9 Optimisations 163
5.9.1 Les niveaux de confiances 163
5.9.2 Optimisation sur CL_s 164

5.10 Résultats 164
Conclusion 171

A Algorithme de calcul de $\not{E}_T$ au niveau L1 **179**

À mon grand-père, Albert.

Remerciements

Je remercie tout d'abord Roy Aleksan pour m'avoir accueilli au sein du CPPM, et pour avoir accepté de présider mon jury.

J'aimerais remercier Eric Kajfasz, mon directeur de thèse, pour m'avoir guidé tout au long de cette thèse. Sa rigueur et l'étendue de ses connaissances scientifiques, tout autant que ses qualités humaines, ont joué un rôle essentiel.

Je tiens aussi à remercier Arnaud Duperrin, mon directeur de thèse officieux. Il a toujours su être présent quand il le fallait, et donner des impulsions décisives. Je lui dois beaucoup de cette thèse.

Je voudrais remercier Jean Orloff et Dominique Pallin, mes rapporteurs, pour la lecture du manuscrit et leurs commentaires qui ont enrichi ce document. Je remercie également Emmanuelle Perez d'avoir accepté de faire partie de mon jury.

J'aimerais remercier les autres membres de l'équipe DØ de Marseille avec qui j'ai eu le plaisir de partager ces années de thèse : Anne-Fleur Barfuss, Lisa Berntzon, Betty Calpas, Marie-Claude Cousinou, Marc Escalier, David Jamin, Smaïn Kermiche, Aurélien Mendes, Elemér Nagy et Mossadek Talby.

Je voudrais remercier les membres de l'expérience DØ. Je remercie en particulier Jean-François Grivaz pour ses conseils, et Patrice Verdier dont les conseils et les scripts m'ont beaucoup apporté. J'aimerais aussi remercier Fabrice Couderc, Laurent Duflot, Michel Jaffre, Sabine Lammers, Jan Stark et Marco Verzocchi.

Merci à tous les thésards que j'ai eu la chance de croiser sur DØ. Tom Millet, avec lequel j'ai partagé scripts, rootuples et une maison à FNAL dont Tom savait si bien aménager la cuisine. Christophe Ochando, désormais mon nouveau collègue de bureau, dont l'éloquence sert à ravir son art de la flatterie et celui de poser des questions assassines (mais ô combien savoureuses). Bertrand Martin dit Latour, l'autre colloc' de la maison des mexicains. Ce qui n'est pas rien car c'est le genre de gars qui sait faire du bon café. Je ne sais pas comment remercier Anne-Fleur Barfuss pour sa patience, un plateau de

fruits de mer et autres cafés... Merci à toi ! Merci à Marion Arthaud, Florent Lacroix et Vincent Siccardi, partager toutes ces soirées à FNAL avec vous fut un réel plaisir. Merci aussi aux anciens, en particulier Aurélien Mendes (mon initiateur à python !), Nikola Makovec (sympa ton bureau ;-)), Fabrice Tissandier et Florent Chevallier.

Je voudrais remercier tous les thésards Marseillais. Colas Authié, pour nos conversations sur la bande-dessinée, Trondheim, Sfar et autres thèmes moins futiles. Guillaume Lambard, pour tout ce que l'on a partagé durant ces deux années autour d'une table de RU. Pierre-Simon Mangeard, même s'il n'aime pas le beurre doux, pour son optimisme avec limite. Merci aussi à tous les autres thésards qui ont dû me supporter tous les midis : Gabrielle Lelaizant, Pierre-Élie Crouzet, Jérémy Le Du, Max Melissas (pour sa patience à mon égard), Bernardo Resende (inventeur du concept de "Théorème Universel Préalable Non-Instanciable" pour contrer celui "d'Utopie Reversible" que j'avais proposé), Pascal Ripoche (pour ses petites boîtes cartonnées), Diane Talon et Nguyet Trinh Thi.

Je ne peux pas malheureusement pas citer tout le personnel du CPPM, mais voudrais tout de même remercier Stéphanie Escoffier, Jessica Levêque, Georges Aad et Remi Zaidan pour toutes nos conversations.

J'aimerais aussi remercier mes amis hors-taff. David, toujours partant pour un go-shisha ou une petite cordée. Élise, pour toutes nos grimpettes ensoleillées autour de Monptellier et pour m'avoir fait découvrir tous ces sites. Emma, qui a réussi l'exploit d'avoir quadruplé son âge durant ma thèse et, malgré cela, être toujours parvenue à trouver les mots qu'il fallait. Emy, pour nos "engueulades", les vacances-week-end à Saint-Pierre. Sans elle, je n'aurais jamais pu tomber amoureux de l'Œil-Doux. Hikaru, qui m'a offert un toit un certain noël de 3^{e} année... JB, pour notre amitié de 20 ans déjà, ses conseils, sa retenue et ses Faddings. John, définitivement trop peu vu durant ces trois dernières années, j'espère avoir plus d'une fois l'occasion de me faire montrer ce qu'est le go. Nico, pour toutes ces conversations téléphoniques ou autour d'un (bon ok..., plusieurs) verres. Tristouille, ton amitié a toujours été sans faille (au fait t'as le bonjour d'Angelus et de Gorkin). Je voudrais remercier Vivien, pour tout ce qui s'est passé "avant", mais aussi et surtout, pour "l'après".

Merci à Sophie, qui, par sa patience et son attention, a su soutenir cette fin de thèse.

Je voudrais aussi faire un clin d'œil à Alice et sa passion, Steph et ses 4h du mat', Marion et sa grande gueule, Donio, le seul gars qui trouve du travail entre le fuseki et le yose.

Je voudrais enfin remercier toute ma famille pour son soutien et son amour. Je réalise combien, si je suis en train d'écrire ces quelques lignes, c'est surtout grâce à eux, à l'attention et aux encouragements qu'ils m'ont apportés. Mes parents, Babeth et Patrick, ont toujours su encourager le petit dyslexique timide (pas toujours brillant à l'école) que j'étais : merci du fond du cœur ! Et puis y'a le frangin, toujours sur une falaise, un bloc, un tatami ou un rubicube à la main. Tu n'imagines pas combien cette thèse te doit beaucoup !

Cette thèse est dédiée à mon grand-prère Albert. Il a tant inspiré ce que je suis et fait depuis ma plus tendre enfance, que j'estime que c'est la moindre des choses que je pouvais faire à l'égard de son souvenir.

Introduction

Notre compréhension du monde de l'infiniment petit s'appuie aujourd'hui sur le Modèle Standard de la physique des particules. Ce modèle n'a pour l'instant pas été mis en défaut et se révèle très prédictif. Certaines observations expérimentales et des considérations théoriques semblent cependant indiquer que ce modèle n'est qu'une théorie effective, valable pour des énergies inférieures au TeV. Les théories supersymétriques forment une classe de modèles, extensions du Modèle Standard, prometteurs aussi bien d'un point de vue théorique qu'expérimental.

Cette thèse a pour objectif la recherche d'une particule supersymétrique partenaire du quark b, le sbottom ($\tilde{b}$), auprès du collisionneur TeVatron à Fermilab, dans l'expérience DØ. Le sbottom est recherché dans le cadre du modèle supersymétrique minimal (MSSM), dans le canal $p\bar{p} \rightarrow \tilde{b}\bar{\tilde{b}} \rightarrow 2\tilde{\chi}_1^0 + b\bar{b}$. Les neutralinos ($\tilde{\chi}_1^0$) n'étant pas détectés, l'état final recherché est deux jets de quarks b et de l'énergie transverse manquante.

Le premier chapitre introduira le contexte théorique en motivant l'intérêt d'une recherche de la supersymétrie et en exposant en quoi le sbottom joue un rôle particulier dans cette recherche.

Le cadre expérimental sera décrit en détail dans le deuxième chapitre. La description du complexe d'accélération des (anti-)protons du Tevatron précèdera la revue des différents sous-détecteurs de DØ. Les objets utilisés dans les analyses seront ensuite présentés, suivis d'une introduction à la simulation dans DØ. Ce chapitre se conclura par la sélection des données basée sur des critères de qualité qui seront exposés.

Comme il n'est possible d'enregistrer qu'une partie des collisions ayant lieu à DØ, il existe un système de déclenchement composé de trois niveaux (L1, L2, L3) permettant de sélectionner les données intéressantes. Le troisième chapitre résumera le travail qui a été fourni pour la validation et la

compréhension du système de déclenchement basé sur l'énergie transverse manquante au niveau L1, importantes pour les recherches à venir de nouvelle physique (sbottom ou boson de Higgs, par exemple).

Le processus $Z \rightarrow \nu\nu + jets$ est un bruit de fond important dans les recherches de nouvelle physique avec un état final composé de jets et d'énergie transverse manquante. La maîtrise de l'impulsion transverse du Z qui se transforme en énergie manquante du fait de la non-détection des neutrinos (ν) doit être assurée. Le chapitre 4 s'intéressera à la simulation de l'impulsion transverse du Z par le générateur `ALPGEN`.

Enfin le chapitre 5 décrira la recherche du sbottom proprement dite, avec près d'un fb^{-1} de données enregistrées auprès de l'expérience DØ. Le nouveau domaine d'exclusion issu de cette recherche sera présenté.

Chapitre 1

Cadre Théorique

Contents

1.1 Le Modèle Standard 7
1.1.1 Le cadre du Modèle Standard 7
1.1.2 L'interaction électrofaible et la génération des masses 9
1.1.3 L'interaction forte 10
1.1.4 Un modèle performant 11
1.1.5 Les insuffisances du Modèle Standard 11
1.2 La Supersymétrie 13
1.2.1 Les apports de la supersymétrie 13
1.2.2 Le Modèle SuperSymétrique Minimal (MSSM) . . 14
1.3 Motivation de la recherche du sbottom 16
1.3.1 Production du sbottom 16
1.3.2 Désintégration du sbottom 17

1.1 Le Modèle Standard

1.1.1 Le cadre du Modèle Standard

Les particules les plus élémentaires actuellement connues et leurs interactions à travers les forces faible, électromagnétique et forte sont décrites avec grande précision par le Modèle Standard. Ce modèle est une théorie quantique des champs, au confluent de la mécanique quantique et de la relativité restreinte.

Cette partie présente tout d'abord les particules élémentaires, dites fermioniques, constituants de la matière. Leurs interactions à travers les mécanismes de jauge sont ensuite exposées brièvement.

Les constituants fermioniques du Modèle Standard

Les particules fondamentales (Tab. 1.1) du Modèle Standard qui constituent la matière qui nous entoure, sont supposées ponctuelles. La valeur de leur *spin*, 1/2, fait d'elles des fermions (particules au *spin* demi-entier). Elles respectent ainsi le principe d'exclusion de Pauli selon lequel deux fermions ne peuvent occuper le même état quantique.

Ces particules sont regroupées en deux grandes catégories : les quarks et les leptons. Chacune de ces deux catégories étant divisée en trois générations selon les masses des particules, cela conduit à un ensemble de douze types de particules élémentaires. Les générations ne sont pas qu'une classification par masse des particules, elles indiquent avec quelle autre particule une particule donnée se couple préférentiellement par l'interaction faible.

	1re génération		2e génération		3e génération		Q
quarks	u	1,5-3 MeV	c	1,25 GeV	t	∼172 GeV	$2/3$
	d	3-7 MeV	s	∼95 MeV	b	4,2-4,7 GeV	$-1/3$
leptons	ν_e	< 225 eV	ν_μ	$< 0,2$ MeV	ν_τ	$< 18,2$ MeV	0
	e	0,511 MeV	μ	106 MeV	τ	1,777 GeV	-1

TAB. 1.1 – Les trois générations de quarks et de leptons et l'ordre de grandeur des masses de ces particules [1]. Les anti-particules correspondantes ont la même masse mais une charge Q opposée.

Les particules sont aussi définies par leur chiralité, c'est-à-dire leur orientation de type "gauche" (L) ou "droit" (R) dans l'espace[1]. La symétrie changeant les coordonnées d'espace de $\overrightarrow{r}$ en $-\overrightarrow{r}$, dite symétrie **P**, permet de passer d'une chiralité à une autre. Les particules se trouvent dans la nature sous les deux états de chiralité possibles, sauf les neutrinos (resp. anti-neutrinos) qui n'ont été observés qu'avec une chiralité gauche (resp. droite).

Les neutrinos sont décrits dans le Modèle Standard avec des masses nulles. Cependant en utilisant des neutrinos de sources naturelles (soleil, atmosphère) ou produits par l'homme (réacteurs nucléaires, accélérateurs) il a

[1]Dans le cas d'une particule de masse nulle la chiralité s'identifie à l'hélicité, définie comme le signe de la projection du *spin* de la particule sur son impulsion : l'hélicité est droite (resp. gauche) si le *spin* est dans le même sens que (resp. sens contraire à) l'impulsion.

pu être mis en évidence l'existence d'oscillations de saveurs de neutrinos qui ne peuvent se produire que si les différentes saveurs ne sont pas dégénérées en masse.

Enfin les quarks portent une des trois charges de couleur possibles, habituellement nommées rouge, vert et bleu. C'est cette charge de couleur qui rend sensibles les quarks à l'interaction forte.

Toutes les particules du Modèle Standard ont une anti-particule associée, obtenue en inversant le signe des nombres quantiques de la particule (symétrie **C**), et sa chiralité (symétrie **P**).

Les interactions fondamentales et leurs bosons médiateurs

Toutes les particules évoquées précédament interagissent entre elles à l'aide des quatres forces connues : électromagnétique, faible, forte et gravitationnelle. Le Modèle Standard ne décrit que les trois premières. Une description quantique de la force gravitationnelle nécessite des outils théoriques plus aboutis pour pouvoir être décrite dans le même cadre que les autres forces.

L'ensemble des forces est transmise par l'intermédiaire de particules de *spin* entier, appelées bosons. Les bosons suivent la statistique de Bose-Einstein et ne sont pas soumis au principe de Pauli.

Les interactions entre particules apparaissent dans la théorie lorsque l'on demande au Lagrangien du Modèle Standard d'être invariant par des changements locaux de jauge. Des champs de jauge assurant l'invariance du lagrangien sous une symétrie locale sortira au final les bosons vecteurs des forces et la description des interactions entre particules (fermions et/ou bosons).

1.1.2 L'interaction électrofaible et la génération des masses

Principe de la théorie électrofaible

La théorie électrofaible unifie l'interaction électromagnétique et l'interaction faible sur la base d'une symétrie de jauge de type $SU(2)_L \times U(1)_Y$. L'indice L signifie que la symétrie SU(2) ne s'applique qu'aux particules de chiralité gauche, tandis que $U(1)_Y$, symétrie liée à l'hypercharge Y, s'applique à toutes les particules électrofaibles.

Le lagrangien devant être invariant selon ce nouveau groupe de symétrie, la théorie génère quatre bosons de jauge : B^0 (pour $U(1)_Y$) et $W^{1,2,3}$ (pour $SU(2)_L$). Ces bosons sont cependant prédits avec des masses nulles, ce qui

contredit l'expérience, puisque contrairement à l'interaction électromagnétique, l'interaction faible est de très courte portée et ses bosons médiateurs doivent avoir des masses de l'ordre de 100 GeV.

Mécanisme de Brout-Englert-Higgs [2]

Une façon élégante de donner une masse aux bosons de jauge de l'interaction électrofaible est fournie par le mécanisme de Brout-Englert-Higgs, dont la démonstration expérimentale fait l'objet de nombreuses recherches au LEP au CERN dans le passé proche, au TeVatron à Fermilab actuellement et au LHC au CERN dans un futur proche.

Un doublet complexe de champs scalaires est introduit dans le lagrangien électrofaible en préservant la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ mais dont le minimum d'énergie brise cette symétrie. Après la brisure de symétrie, les bosons électrofaibles se mélangent pour donner le photon (γ) et les bosons faibles $W^{\pm}$ et Z^0. C'est la brisure de symétrie qui va donner naissance à des termes de masse pour les bosons faibles. De ce fait, du doublet de champs scalaires, il ne va rester qu'un champ scalaire physique neutre et massif : le boson de Higgs (H^0), qui reste la seule particule du Modèle Standard à n'avoir pas encore été expérimentalement découverte.

1.1.3 L'interaction forte [3]

L'interaction forte permet d'expliquer comment les protons, qui portent tous la même charge électrique positive, peuvent rester agrégés à l'intérieur du noyau atomique. Ces protons sont constitués de quarks pour lesquels il a été postulé une charge expliquant l'existence, *a priori* interdite par le principe de Pauli, de la particule Δ^{++}, association de trois quarks u autrement dans le même état quantique.

La théorie de l'interaction forte, appelée ChromoDynamique Quantique (QCD), postule l'existence de charges, dites de couleur, au nombre de trois. La symétrie associée à la rotation de ces charges est $SU(3)_c$. Ce groupe de symétrie ayant huit générateurs, l'interaction forte est donc véhiculée par huit types de bosons de masse nulle, nommés gluons, chacun portant une charge de couleur et une charge d'anti-couleur. Portant des charges de couleur, ils sont donc eux aussi sensibles à l'interaction forte. La somme de chacune des couleurs ou d'une couleur et de son anti-couleur associée donne alors un état globalement sans couleur.

L'interaction forte a des propriétés tout à fait singulières. Tout d'abord, le couplage entre deux charges diminue à mesure qu'elles s'approchent l'une de l'autre : c'est ce que l'on appelle la **liberté asymptotique**. *A contrario*,

les charges de couleur ne pouvant pas trop s'éloigner les unes des autres, elles restent confinées dans des ensembles de particules globalement sans couleur (phénomène dit de **confinement**).

1.1.4 Un modèle performant

Le Modèle Standard a su par son caractère prédictif imposer sa légitimité aux physiciens des particules. Ainsi le boson électrofaible neutre Z et le quark top avaient-ils été prédits bien avant leur découverte. La composante électrofaible de la théorie permet de prédire une valeur pour la constante de structure fine qui est vérifiée jusqu'à la dixième décimale par l'expérience.

La figure 1.1 [4] illustre l'accord général entre les valeurs prédites par le Modèle Standard et l'expérience pour une quinzaine d'observables. La plus grosse déviation porte sur l'asymétrie avant-arrière de production de quark b $A_{FB}^{0,b}$ à LEP.

1.1.5 Les insuffisances du Modèle Standard

En dépit des succès précédemment cités, le Modèle Standard n'est qu'une très bonne théorie effective aux énergies inférieures au TeV. En effet elle pêche par deux types d'insuffisances : certaines d'ordre prédicitif, d'autres d'ordre esthétique, qui reflètent la vonlonté d'obtenir une théorie harmonieuse et unificatrice de toutes les interactions fondamentales.

Les insuffisances d'ordre prédictif

Les cosmologues sont désormais majoritairement convaincus que l'Univers est composé de façon significative de matière dont les particules sont non standard et massives. Cette matière, dite **matière noire**, représenterait environ un cinquième de l'énergie de l'Univers observable. Aucune des particules présentées précédemment n'est en mesure de jouer ce rôle, ce qui appelle à étendre le Modèle Standard.

Le phénomène d'**oscillation des neutrinos** [5], par lequel ces derniers peuvent changer de saveur (c'est-à-dire de génération), n'est pas prédit par le Modèle Standard. Bien que ce processus puisse être rajouté dans la théorie, une telle démarche *ad hoc* n'est pas naturelle. On peut légitimement penser que cela reflète la présence de nouvelle physique.

Enfin, si la présence d'**énergie noire** est confirmée par l'observation des supernovæ, une théorie des champs complète doit être en mesure de l'expliquer.

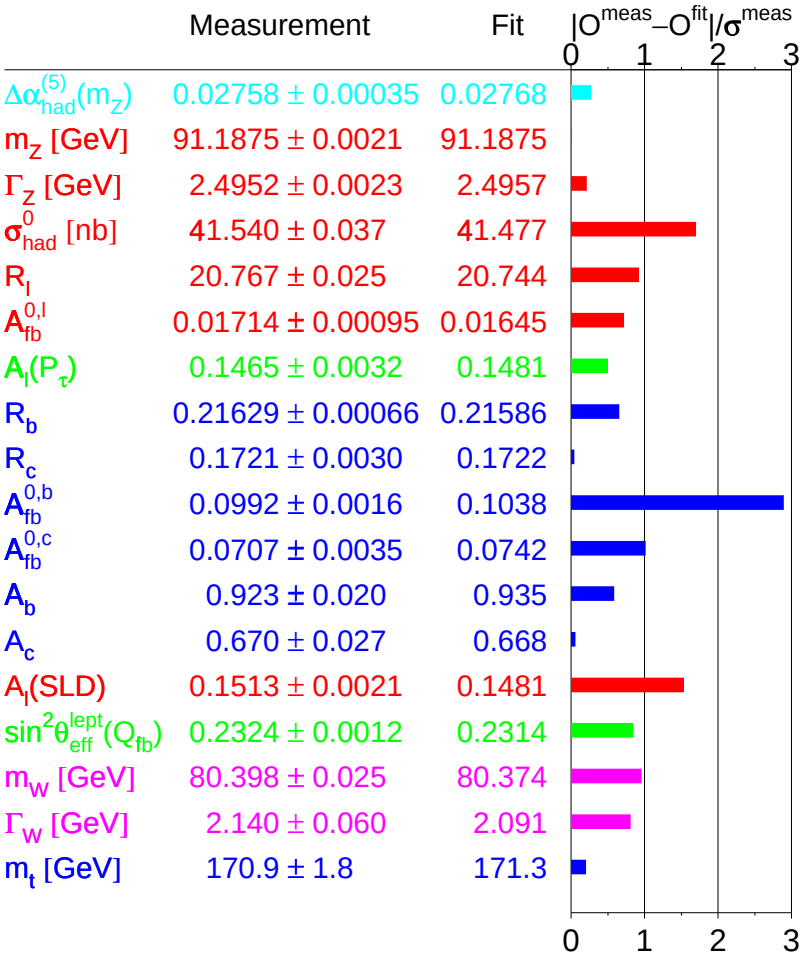


FIG. 1.1 – Déviation entre les valeurs prédites par le Modèle Standard et les mesures, l'unité étant l'incertitude expérimentale. Les valeurs théoriques sont calculées de façon à minimiser l'écart avec les données.

Les insuffisances d'ordre esthétique

Les trois forces décrites par le Modèle Standard voient les valeurs de leurs constantes de couplage converger à haute énergie. Cependant, elles ne se recoupent pas en un point unique. Il est tentant de demander à ce qu'une théorie soit en mesure d'unifier ces forces en une seule, conduisant à une **unification** des constantes de couplage à haute énergie.

La **gravitation** n'a pas encore de description quantique adéquate. Une théorie qui réussirait à unifier les quatre forces fondamentales dans un cadre réunissant la théorie quantique des champs et la relativité générale serait une avancée majeure d'un point de vue physique mais aussi esthétique.

La masse du boson de Higgs, est sensible à travers les **corrections radiatives**, aux masses des autres particules. En particulier la présence de nouvelle physique à des échelles d'énergie supérieures à celle du Modèle Standard impliquerait des corrections sur la masse du boson de Higgs, supérieures à la masse elle-même. Il n'est guère satisfaisant qu'une aussi bonne théorie effective soit à ce point sensible à la nouvelle physique.

Enfin le Modèle Standard contient **19 paramètres libres** et rien n'explique l'origine du caractère apparemment arbitraire de leur valeur ni leur nombre.

1.2 La Supersymétrie

La supersymétrie (SUSY) est une extension séduisante du Modèle Standard qui permet de répondre à plusieurs des questions posées à la section 1.1.5.

L'hypothèse fondatrice de la SUSY est qu'à chaque fermion (resp. boson) du Modèle Standard est associé un superpartenaire bosonique (resp. fermionique) portant les mêmes nombres quantiques à l'exception du *spin* qui diffère d'une demi-unité.

1.2.1 Les apports de la supersymétrie

Par sa construction même, la SUSY permet de garder sous contrôle les corrections radiatives apportées à la masse du boson de Higgs. En effet, le signe de ces corrections dépend du caractère fermionique ou bosonique des particules intervenant dans les boucles virtuelles. La théorie contenant autant de fermions que de bosons, ceci permet donc d'annuler les corrections radiatives dans le cas où les particules et leur superpartenaire ont la même masse. Comme nous le verrons plus loin l'égalité des masses n'est pas observée, et donc les corrections ne s'annulent pas exactement. L'introduction

de la SUSY conduit cependant à des corrections radiatives de plus petites amplitudes.

La supersymétrie mène de manière naturelle à l'explication de la matière noire. Les théories supersymétriques prédisent, sous certaines conditions (conservation de la R-parité, Sec. 1.2.2), que la particule supersymétrique la plus légère est stable bien que très massive. Cela en fait un très bon candidat pour expliquer la matière noire.

Enfin l'introduction de la SUSY permet aux extrapollations des constantes de couplages des interactions du Modèle Standard de converger en une valeur unique à haute énergie. La SUSY peut ainsi faire partie du chemin que doit emprunter une théorie unificatrice des interactions fondamentales.

1.2.2 Le Modèle SuperSymétrique Minimal (MSSM)

Présentation du modèle

Le Modèle SuperSymétrique Minimal (MSSM) est le modèle supersymétrique le plus général fournissant une extension minimale (un seul générateur de SUSY) du MS (très peu d'hypothèses sont introduites). À chaque fermion f d'une chiralité donnée, L ou R, est associé un boson $\tilde{f}$ nommé en ajoutant un s devant le nom du fermion : stop $\tilde{t}_L$, $\tilde{t}_R$, sbottom $\tilde{b}_L$, $\tilde{b}_R$,... L'indice L ou R des bosons ainsi obtenus n'est là que pour marquer la chiralité du fermion associé, les sfermions étant scalaires. Les fermions $\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$ ont en outre des masses légèrement différentes car ils subissent des corrections radiatives électrofaibles différentes. Les noms des partenaires fermioniques des bosons de jauge sont formés en ajoutant le suffixe *ino* au nom de la particule standard (photino, winos, zino et gluinos $\tilde{g}$)

La brisure de symétrie électrofaible conserve son mécanisme de Higgs mais la présence de deux champs complexes est nécessaire au lieu d'un seul dans le Modèle Standard [6]. Après la brisure de symétrie il reste cinq bosons de Higgs : un pseudoscalaire A^0, deux scalaires neutres h^0 et H^0 et deux scalaires chargés $H^{\pm}$. Chacun de ces bosons de Higgs a un partenaire supersymétrique nommé higgsino.

Lors de la brisure électrofaible, les higgsinos et les jauginos électrofaibles se recombinent entre eux pour former quatre neutralinos ($\tilde{\chi}^0_{1,2,3,4}$) et quatre charginos ($\tilde{\chi}^{\pm}_{1,2}$). De même les sfermions $\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$ se mélangent donnant $\tilde{f}_1$ et $\tilde{f}_2$ avec pour convention pour les masses $m(\tilde{f}_1) < m(\tilde{f}_2)$. Les particules du MSSM après brisure électrofaible sont représentées dans tableau 1.2.

	particules standard		particules supersymétriques	
fermion	quarks q_L, q_R leptons l_L, l_R		squarks $\tilde{q}_1$, $\tilde{q}_2$ sleptons $\tilde{l}_1$, $\tilde{l}_2$	boson
boson	faibles chargés $W^\pm$ Higgs chargés $H^\pm$	$\leftrightarrow$	charginos $\tilde{\chi}^\pm_{1,2}$	fermion
	électrofaibles neutres γ, Z^0 Higgs neutres h^0, H^0, A^0	$\leftrightarrow$	neutralinos $\tilde{\chi}^0_{1,2,3,4}$	
	gluons g		gluinos $\tilde{g}$	

TAB. 1.2 – Tableau récapitulatif des particules du MSSM après brisure électrofaible.

Brisure de supersymétrie

Comme les particules supersymétriques n'ont pas encore été détectées, leurs masses doivent être différentes de celles de leurs partenaires standard : la SUSY est brisée. Nous ne connaissons pas actuellement de mécanisme complètement satisfaisant pour briser la SUSY. On connaît cependant quelles formes peuvent prendre les termes brisant la SUSY. Ceux-ci doivent en particulier respecter les symétries du Modèle Standard et ne pas briser trop fortement la SUSY au risque de réintroduire le problème des divergences quadratiques lors des calculs de corrections radiatives à la masse des scalaires.

Les termes de brisure douce sont les termes de masses des particules supersymétriques et des bosons de Higgs, et les termes de couplages bilinéaires et trilinéaires entre bosons de Higgs et sfermions.

R-parité

Le lagrangien supersymétrique le plus général, contient des termes qui violent la conservation des nombres baryoniques (B) et leptoniques (L), ce qui conduit à une prédiction d'une durée de vie du proton beaucoup trop courte. Un nouveau nombre quantique, R, a donc été introduit pour chaque particule, défini comme :

$$R = (-1)^{L+3B+2S} \tag{1.1}$$

où S est le spin. Ce nombre quantique multiplicatif dont on impose la conservation (**R-parité**) supprime les termes indésirables du lagrangien, et permet une distinction entre particules standard et particules supersymétriques. Les

particules du MS ont toutes $R = 1$ tandis que leurs partenaires supersymétriques portent $R = -1$.

La R-parité conduit à deux conclusions de première importance :

- ◇ lors de la production de processus supersymétriques dans les collisioneurs, les particules SUSY sont toujours produites par paires,
- ◇ la particule supersymétrique la plus légère (*Lighest SuperParticle*, LSP) est stable car elle ne peut plus se désintégrer tout en conservant R. Elle est donc un bon candidat pour la matière noire.

1.3 Motivation de la recherche du sbottom dans le canal $\tilde{b} \to b\chi_1^0$

Pour qu'un signal de nouvelle physique ait une possiblité de découverte, il faut qu'il satisfasse deux conditions :

- ◇ être produit en quantité suffisante,
- ◇ être discernable du bruit de fond par ses modes de désintégration.

Les paragraphes qui suivent expliquent pourquoi le sbottom fait parti des canaux privilégiés de la recherche de la SUSY aux collisionneurs hadroniques.

1.3.1 Production du sbottom

Les sfermions de 3^e génération

Les sfermions de 3^e génération [7] ont un comportement notable lors de la brisure de symétrie électrofaible (Sec. 1.2.2). En effet, le mélange entre $\tilde{f}_L$ et $\tilde{f}_R$ est proportionnel à la masse du fermion f et dépend du paramètre $\tan\beta = \frac{<H_u>}{<H_d>}$, rapport des valeurs moyennes des champs de Higgs dans le vide. Ainsi les fermions chargés de 3^e génération comme le stop et le stau, plus lourds, vont induire un grand mélange, et donc des sfermions $\tilde{f}_1$ relativement légers. Dans le cas où le paramètre $\tan\beta$ est assez grand, le mélange $\tilde{b}_L$ et $\tilde{b}_R$ est important, et celui dans le secteur du stop plus réduit.

Selon les paramètres de la théorie, le $\tilde{b}_1$ peut être l'une des particules supersymétriques les plus légères et donc être produite en nombre suffisamment grand pour être observable, par exemple au TeVatron (Sec. 2.1.3).

Production au Tevatron

Le *sbottom* le plus léger ($\tilde{b}_1$) est recherché dans un canal où il est produit par paires (R-parité conservée) par fusion de gluons ou annihilation de paires

quark-antiquark. La figure 1.3.1 présente les modes de production à l'ordre de l'arbre.

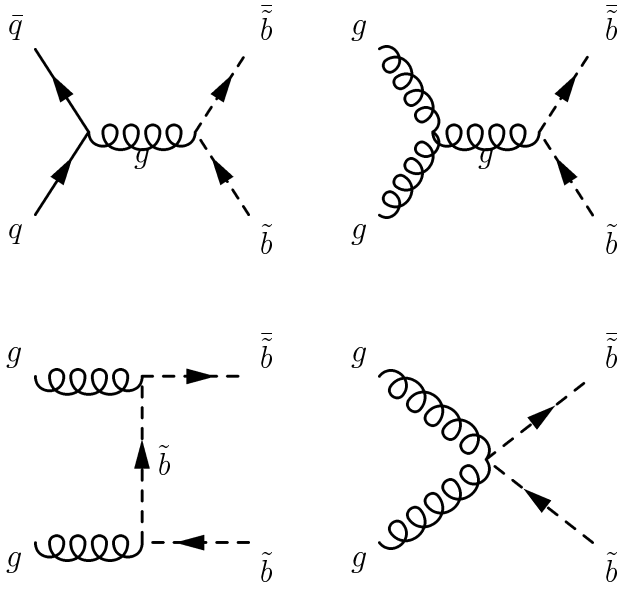


FIG. 1.2 – Modes de production de *sbottom* au Tevatron. Ne sont représentés que les diagrammes de Feymann à l'ordre de l'arbre.

1.3.2 Désintégration du sbottom

Dans les modèles inspirés de la supergravité, le neutralino le plus léger ($\widetilde{\chi}_1^0$) est naturellement la LSP [8].

L'analyse s'appuie sur plusieurs hypothèses supplémentaires. Tout d'abord, les gluinos sont supposés plus lourds que le $\widetilde{b}_1$, ce qui implique que la désintégration $\widetilde{b}_1 \rightarrow b + \widetilde{g}$ est interdite.

Ensuite, on fait l'hypothèse que $m_{\widetilde{\chi}_2^0} > m_{\widetilde{b}_1} - m_b$, empêchant la désintégration $\widetilde{b}_1 \rightarrow b + \widetilde{\chi}_2^0$ suivie de la désintégration du $\widetilde{\chi}_2^0$ de se produire. La production d'un $\widetilde{\chi}_2^0$ change la signature en perturbant les distributions angulaires entre l'énergie manquante et les jets, ainsi qu'en rajoutant des particules dans l'état final (lepton(s), jets).

Enfin la désintégration en $\widetilde{b}_1 \rightarrow t + \widetilde{\chi}_1^+$ est défavorisée par l'énergie disponible dans le centre de masse. On supprime cette désintégration possible en supposant la masse du $\widetilde{\chi}_1^+$à l'ordre du TeV. Toutes ces hypothèses impliquent un taux de branchement pour $\widetilde{b}_1 \rightarrow b + \widetilde{\chi}_1^0$ de 100%.

L'état final recherché est donc deux jets de quark b et de l'énergie manquante (correspondant à la non-détection des deux neutralinos). **L'absence**

de lepton dans l'état final permet un rejet efficace de la physique électrofaible. La possibilité de sélectionner les événements en demandant de l'**énergie transverse manquante** (Sec. 2.3.5) sera utile pour éliminer les événements multijets dus à la physique de l'interaction forte. Enfin, l'**identification des jets de quarks b**, utilisant la grande durée de vie des hadrons beaux, est très efficace aussi bien contre les bruits de fond électrofaibles que contre le bruit de fond multijet.

La recherche du sbottom dans le canal $\widetilde{b}_1 \rightarrow b + \widetilde{\chi}_1^0$ a donc un potentiel de découverte important de par la relative facilité de discriminer le signal des bruits de fond, et par son taux de production qui peut être important si sa masse est suffisamment petite.

Chapitre 2

Cadre Expérimental

Contents

2.1 Complexe d'accélération 20
2.1.1 Le cycle des protons 20
2.1.2 Le cycle des antiprotons 22
2.1.3 Le Tevatron 24
2.2 Le détecteur DØ 24
2.2.1 Vue générale 24
2.2.2 Le détecteur de vertex au Silicium, SMT 26
2.2.3 Le détecteur à fibres scintillantes, CFT 29
2.2.4 L'aimant solénoïdal 31
2.2.5 Les détecteurs de pieds de gerbes 32
2.2.6 Le calorimètre 33
2.2.7 Le spectromètre à muons 36
2.2.8 Le détecteur de protons à l'avant, FPD 39
2.2.9 La luminosité 41
2.2.10 Le système de déclenchement du Run IIa 41
2.2.11 Le système de déclenchement du Run IIb 47
2.3 Objets physiques utilisés 51
2.3.1 Les traces et les vertex 51
2.3.2 Les objets électromagnétiques 51
2.3.3 Les jets 52
2.3.4 Les muons 53
2.3.5 L'énergie transverse manquante 54
2.4 La simulation 56
2.4.1 La chaîne de simulation 56
2.4.2 Les générateurs 57

2.4.3 Corrections apportées aux jets simulés 58
2.5 Qualité des données et bruits expérimentaux . . 60
2.5.1 Sélection par période de prise de données 60
2.5.2 Sélection événement par événement 60

Ce chapitre expose les aspects techniques de la production de données et de la simulation. Dans un premier temps, le complexe d'accélération du TeVatron des protons et des antiprotons est présenté. Le détecteur DØ est ensuite introduit. Les objets d'analyses qui seront utilisés dans les chapitres suivants y sont décrits. La génération des événements simulés et leur traitement spécifique sont enfin exposés brièvement. Les critères de qualité des données concluront le chapitre.

2.1 Complexe d'accélération

2.1.1 Le cycle des protons

Les protons fournis au Tevatron sont accélérés par un complexe d'accélérateurs (Fig. 2.1) composé de :

- ◇ un accélérateur électrostatique (Cockcroft-Walton),
- ◇ un accélérateur linéaire (le LINAC),
- ◇ un synchrotron de 8 GeV (le *Booster*),
- ◇ un synchrotron de 150 GeV (le *Main Injector*).

La première étape de la production du faisceau est création d'un faisceau d'ions H^- (Fig. 2.2.a). Des atomes d'Hydrogène sont ionisés en protons qui sont introduits dans une chambre dans laquelle règne un champ électrostatique. Les protons vont se "coller" sur une plaque négativement chargée de Césium, métal dont les électrons sont peu liés. Les protons liés à la plaque peuvent être éjectés sous la forme d'ions H^- par des collisions avec des protons arrivant sur la plaque. Ils sont alors accélérés sous l'action d'un champ électrostatique de 750 kV.

Un accélérateur linéaire (*LINear ACcelerator*, LINAC [9]) de type Alvarez accélère les ions H^- jusqu'à une énergie de 400 MeV sur une distance de 130 m du LINAC, pour ensuite les injecter dans le *booster*. Le *booster* [10] est un synchrotron de 474 m de circonférence dont le rôle est de transformer les ions H^- en protons, de les stocker puis de les accélérer (Fig. 2.2.b). Les ions H^- sont débarrassés de leurs électrons par une feuille de carbone placée sur leur chemin. Un pulse du LINAC ayant une "longueur" de 20 ms et celle du *booster* 2,2 ms, les premiers protons arrivés font plusieurs tours de *booster* en attendant la fin du pulse. On note tout l'intérêt d'avoir des ions

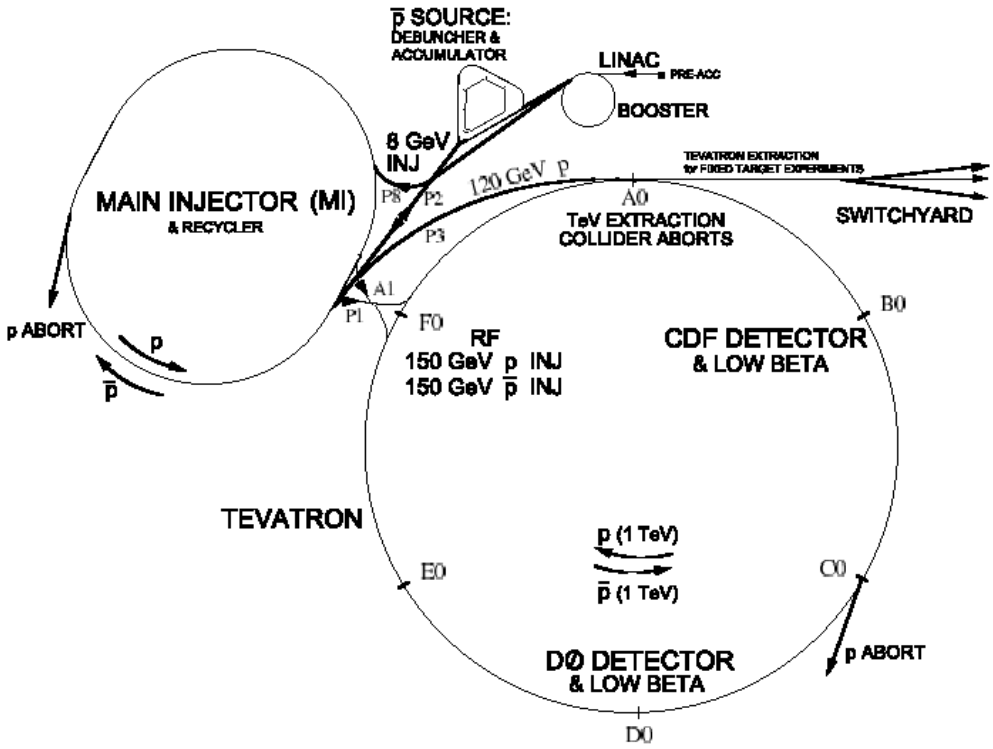
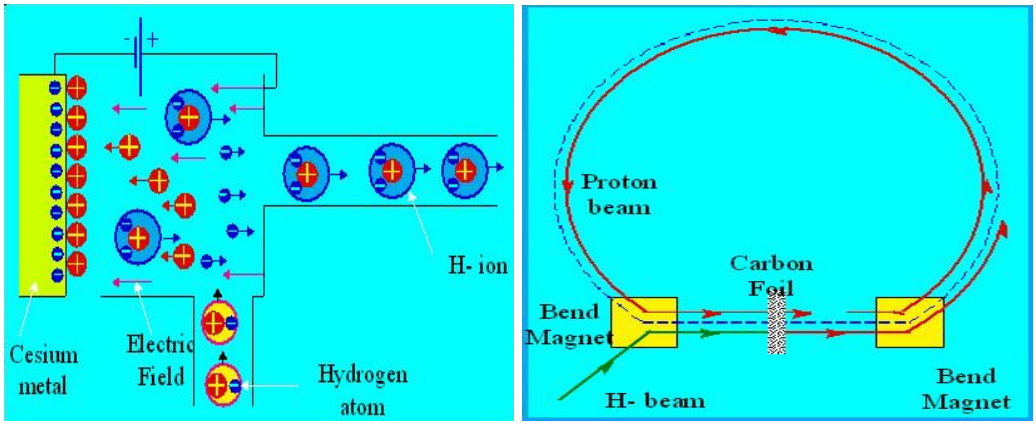


FIG. 2.1 – Complexe d'accélération de Fermilab.



(a) (b)

FIG. 2.2 – (a) Principe de production des ions H^- dans l'accélérateur Cockcroft-Walton. (b) Principe d'injection des ions H^- dans le *booster*.

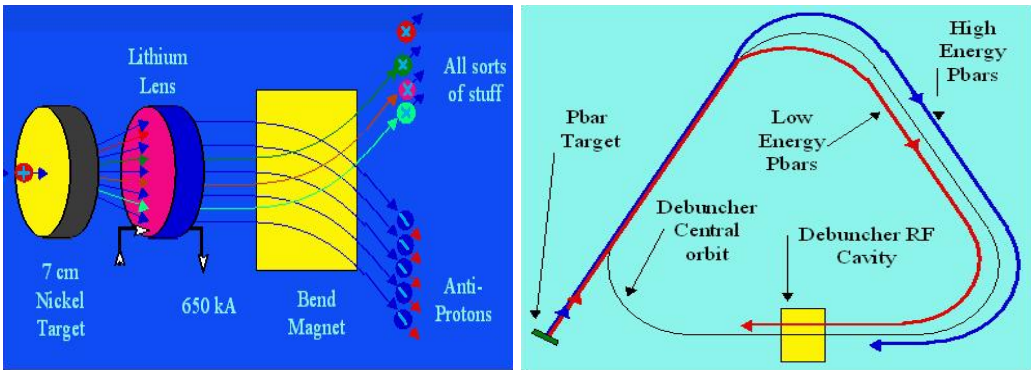
chargés négativement en entrée du *booster*, puisqu'un seul système d'aimants permet l'injection des H^- provenant du LINAC et la déviation des protons déjà contenus dans le *booster*. Le *booster* va enfin rentrer dans une phase d'accélération pour amener les protons à une énergie de 8 GeV à l'aide de 17 cavités radio-fréquences.

Les protons entrent alors dans le *Main Injector* [11, 12] pour être accélérés à une énergie de 150 GeV. Cet anneau de 500 m de diamètre sert aussi à regrouper les protons venant du *booster* par paquet de 3.10^{11}. Le paquet de protons formé est envoyé dans le Tevatron pour former un *bunch*.

2.1.2 Le cycle des antiprotons

Les antiprotons sont formés à partir des protons du *Main Injector*. Le faisceau de protons utilisé pour la création d'antiprotons [13] est accéléré dans le *Main Injector* à une énergie de 120 GeV (au lieu de 150 GeV pour les protons injectés dans le Tevatron), puis envoyé, après extraction, sur une cible de Nickel. Les interactions entre les protons et le Nickel peuvent produire des antiprotons. Il faut environ 10^5 protons pour donner un antiproton, c'est ce processus relativement inefficace qui limite la luminosité du Tevatron.

Les antiprotons ayant une énergie d'environ 8 GeV sont séparés des autres particules à l'aide d'aimants (Fig. 2.3.a). Ils conservent leur structure en paquet (provenant des protons dont ils sont issus), mais ont une grande dispersion en énergie et en direction. Ils sont alors "refroidis" par un synchrotron de



(a) (b)

FIG. 2.3 – (a) Production des antiprotons avec une cible en Nickel et séparation de ceux-ci des autres produits de collision par un champ magnétique. (b) Les antiprotons avec une grande implusion parcourt une plus grande distance dans le Debuncher.

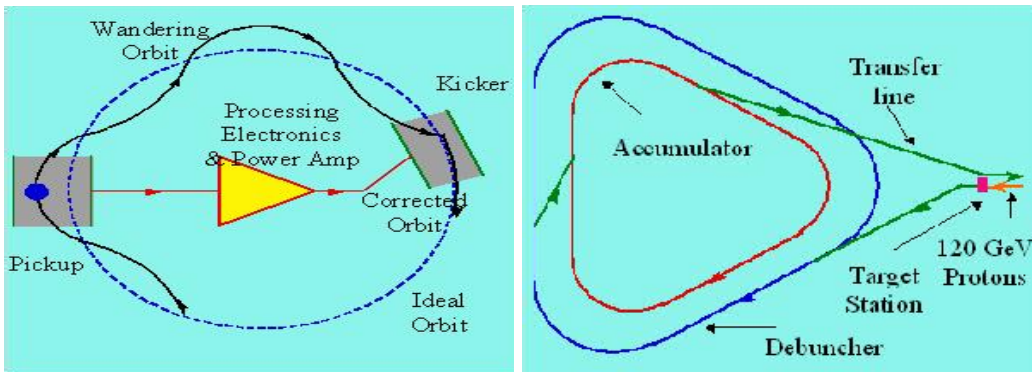
forme trianglaire, le *Debuncher*, qui va tranformer le faisceau étalé en énergie mais non en temps, en un faisceau de particules monocinétiques étendu dans le temps. Pour cela il utilise le fait que les particules de plus grande implusion vont parcourir un trajet plus grand dans le *Debuncher* (Fig. 2.3.b). Les antiprotons lents vont arriver les premiers dans la cavité radiofréquence, et subiront une accélération plus importante que les antiprotons les plus rapides.

La dispersion transverse du faisceau est corrigée par une boucle d'asservissement (Fig. 2.4.a). Le signal "d'erreur" de la trajectoire est amplifié de 150 dB et transmis à la partie *kicker* qui corrige la dispersion du faisceau. Ce système de refroidissement est dit stochastique.

Les antiprotons sont finalement stockés dans l'accumulateur (Fig. 2.4.b) où ils sont soumis à un autre refroidissement stochastique. Il faut environ huit heures pour produire un faisceau de $1,3.10^{12}$ antiprotons. Une fois que le faisceau a atteint une intensité suffisante, il est envoyé dans le *Recycler* qui sert comme deuxième anneau de stockage. Le *Recycler* est un anneau de stockage à aimants permanents qui est installé dans le même tunnel que le *Main Injector*.

À partir de 2005, les antiprotons du *Recycler* ont été "refroidis" par un faisceau d'électrons monocinétiques (*electron cooling*). Ce refroidissement "thermique" permet une meilleure maîtrise du faisceau d'antiprotons et donc une augmentation de la luminosité.

Quand le faisceau d'antiprotons contient un nombre suffisant d'antipro-



(a) (b)

FIG. 2.4 – (a) Réduction de la distribution transverse du faisceau par boucle d'asservissement. (b) Stockage des antiprotons dans l'accumulateur.

tons, il est injecté par paquets d'environ 6.10^{10} antiprotons dans le *Main Injector* pour y être accéléré à 150 GeV avant d'être envoyé dans le Tevatron.

2.1.3 Le Tevatron

Le Tevatron [14, 15] est un accélérateur de 1 km de rayon. Les protons et les antiprotons tournant en sens inverse, sont accélérés de 150 GeV à 980 GeV. Chaque faisceau est distribué en 36 paquets répartis en trois super-paquets de 12 paquets. Les paquets sont séparés de 396 ns, et les super-paquets de 2,6 μs.

2.2 Le détecteur DØ

2.2.1 Vue générale

Le détecteur DØ [16] a été conçu pour tester le Modèle Standard (on peut citer les mesures récentes de Δm_S et de la section efficace de production de quark top célibataire), effectuer des mesures de précision (telles que les mesures de la masse du quark *top* ou du boson W), ainsi que pour la recherche de nouvelle physique (boson(s) de Higgs, supersymétrie, extradimensions, leptoquarks...).

Il a une structure classique en oignon (Fig. 2.5) basée sur une symmétrie cylindrique autour de l'axe du faisceau. Si on parcourt le détecteur de son centre vers l'extérieur, on rencontre le trajectographe, système de détection

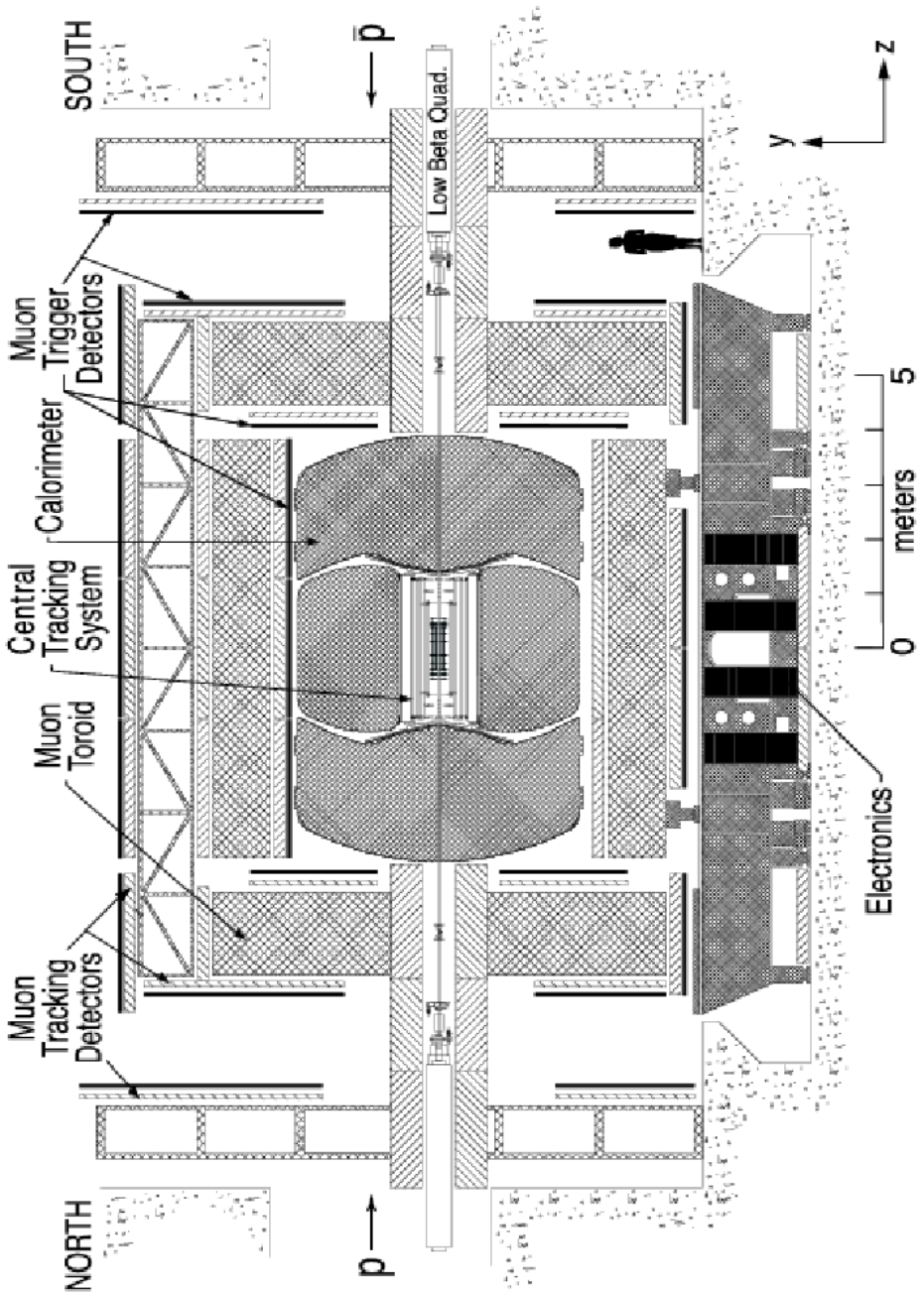


FIG. 2.5 – Détecteur DØ au Run II.

de traces et de vertex (Fig. 2.9), un aimant solénoïdal supraconducteur de 2 T puis un détecteur de pieds de gerbe, suivi d'un calorimètre et pour finir un spectromètre à muons, comportant des aimants toroïdaux en acier de 1,8 T. Le système de coordonnées est le suivant :

Le système de coordonnées s'appuie sur un repère orthonormé centré sur le centre géométrique O du détecteur. L'axe x pointant horizontalement vers l'extérieur du Tevatron, l'axe y vers le haut et l'axe z suivant l'axe du faisceau des protons.

L'angle azimutal φ est mesuré dans le plan xOy à partir de l'axe x. L'angle polaire θ est défini à partir de l'axe z dans le plan yOz. La pseudorapidité :

$$\eta = -\ln(\tan(\theta/2)) \tag{2.1}$$

est préfèrée à l'angle θ car lorsque l'énergie mise en jeu est très supérieure à la masse de la particule étudiée, elle s'approxime à la rapidité :

$$r = ln(\frac{E + P_z}{E - P_z}) \tag{2.2}$$

La différence de rapidité est invariante par transformation spéciale de Lorentz suivant l'axe du faisceau. Dans le cas où la pseudorapidité n'est pas définie par rapport au point de collision mais par rapport au centre du détecteur, on la notera η_{det}.

On mesure l'écart angulaire entre deux directions avec la variable ΔR définie comme :

$$\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2} \tag{2.3}$$

où $\Delta\eta$ et $\Delta\varphi$ sont les différences de pseudo-rapidité et d'angle azimutal entre les deux directions.

Examinons maintenant plus précisément le détecteur en partant du centre vers l'extérieur.

2.2.2 Le détecteur de vertex au Silicium, SMT

Une bonne reconstruction des traces est essentielle pour l'identification des quarks *bottoms*, lesquels sont, on l'a vu, au coeur de la recherche du quark scalaire *bottom*. Le détecteur de traces au silicium (*Silicon Microstrip Tracker, SMT*) [17] permet la reconstruction des vertex et des traces jusqu'à $|\eta_{det}| = 3$. La partie active du SMT est faite de silicium dopé dans lequel sont générées des paires électron-trou quand des particules chargées le traversent.

Si l'on étudie une moitié de SMT en détail, en partant du centre vers l'extérieur (Fig. 2.6), on a :

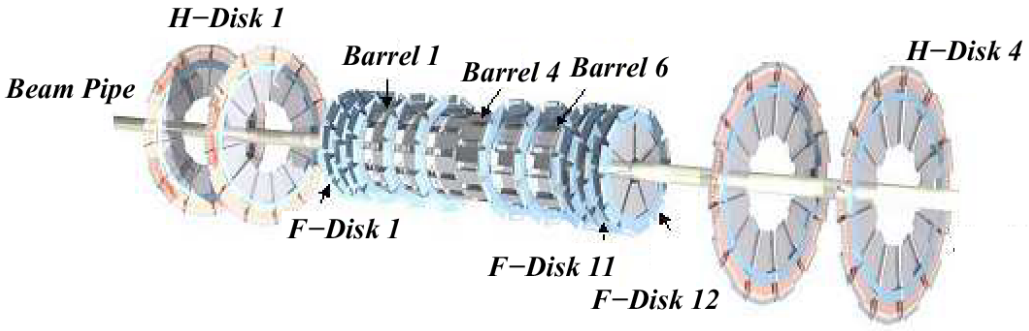


FIG. 2.6 – Schéma du SMT.

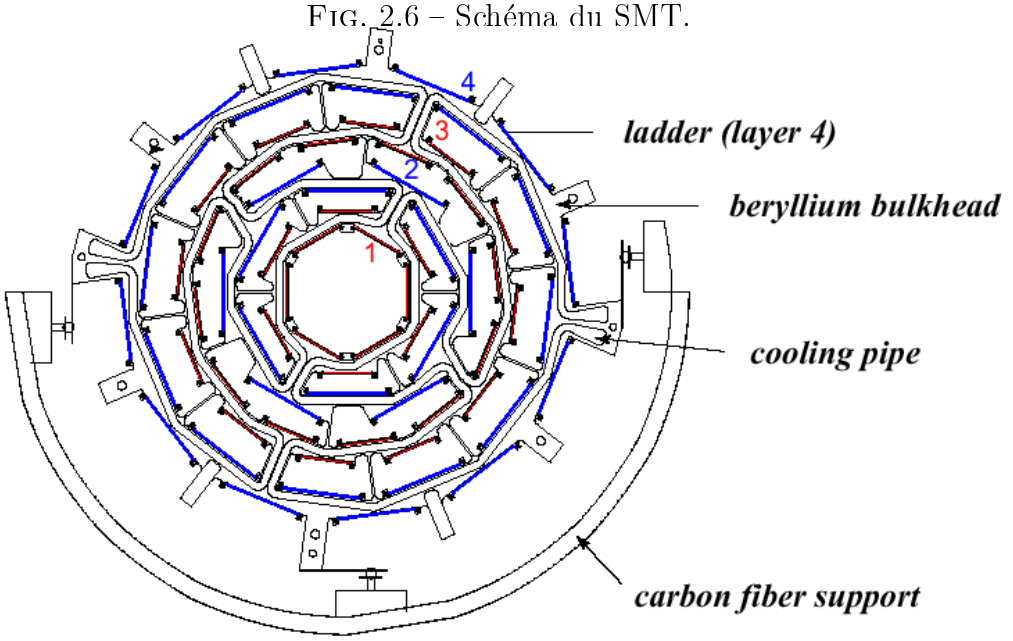


FIG. 2.7 – Coupe transversale de la structure du SMT montrant le positionnement des pistes de Silicium sur la structure mécanique qui assure maintient et refroidissement.

- ◇ trois barillets composés de quatre couches, dont les rayons intérieur et extérieur sont respectivement de 2,7 et 9,4 cm. La longueur de chaque barillet est de 12 cm. Les couches ont respectivement, en partant du centre du barillet vers l'extérieur, 12, 12, 24 et 24 modules[1] répartis en quinconce de manière à maximiser la couverture en φ (Fig. 2.7). Les couches deux et quatre sont équipées de capteurs double-face dont les implants (micropistes) dopés n^+ font un angle de 2° avec les micropistes dopées p^+ qui sont alignées dans l'axe du faisceau. Les couches un et trois des deux barillets les plus proches du centre sont munies de capteurs doubles-faces, dont les micropistes forment un angle de 90° les unes par rapport aux autres. Les couches un et trois du barillet le plus extérieur ne sont équipées que de capteurs simple face.
- ◇ six disques F : trois étant associés aux trois barillets précédents (placés aux abscisses $|z|$=12,5, 25,3, et 38,2 cm), trois étant installées vers l'avant (situés aux abscisses $|z|$=43,1, 48,1, et 53,1 cm). Ils ont un rayon interne de 2,57 cm, un rayon externe de 9,96 cm et des capteurs de forme trapézoïdale double face (avec des micropistes formant un angle stéréo de 30°).
- ◇ deux disques H : de rayon interne 9,5 cm et de rayon externe 26 cm ils sont placés aux abscisses $|z|$=110 cm et 120 cm. Ils sont composés de capteurs simple face trapéziodaux assemblés dos-à-dos en paires dont les micropistes forment un angle stéréo de 15°. Ils permettent ainsi une bonne reconstruction des traces à grand η_{det}.

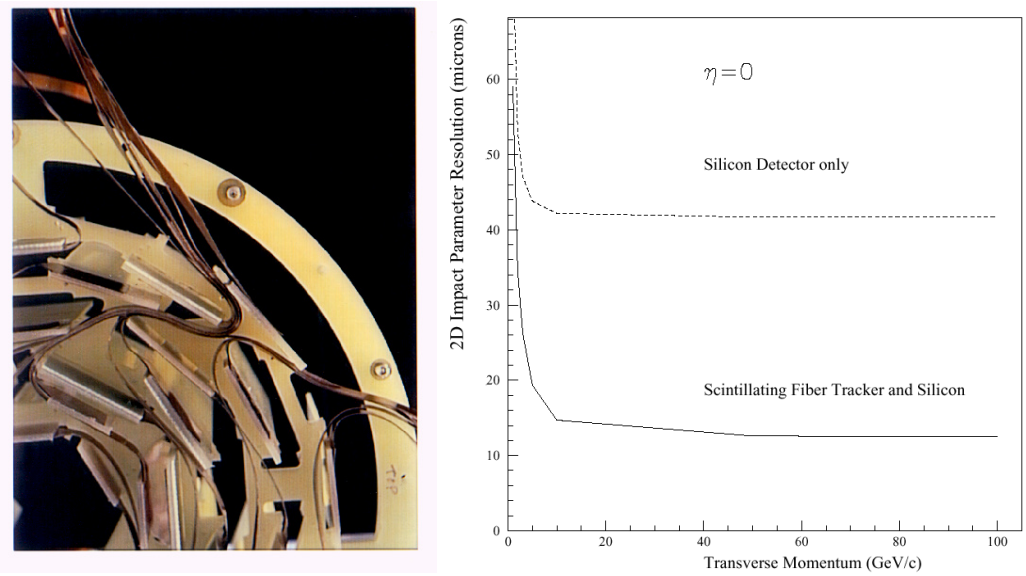
L'utilisation des détecteurs silicium double face permet de reconstruire en trois dimensions le point de passage des particules chargées.

La structure porteuse des barillets et des disques est en Beryllium. Les disques F et les barillets sont fixés sur deux demi-cylindres en fibre de carbone (Fig. 2.7 et 2.8.a). Les disques H sont installés sur la troisième couche du CFT (voir la section 2.9).

Le SMT est refroidi par un mélange d'eau et d'éthylène glycol (30%) à $-10°C$ assurant qu'en tout point du SMT la température ne dépasse pas $5°C$.

Pour le Run IIb, le SMT a été légèrement modifié par l'ajout d'une couche de détecteurs simple face supplémentaire [18]. La nouvelle couche est installée sur le tube à vide du Tevatron. Étant très proche des faisceaux (environ 1,6 cm), elle augmente de façon notable la précision sur la mesure du paramètre d'impact des traces et la position des vertex secondaires qui permettent de signer la désintégration de hadrons beaux.

[1] 5 pour la cinquième couche du Run IIb



(a) (b)

FIG. 2.8 – (a) Photographie d'un quart de barrilet. On voit les plaques de silicium et les chemins pris par les câbles d'alimentation et de lecture. (b) Amélioration de la résolution sur le paramètre d'impact après association des deux détecteurs de traces.

2.2.3 Le détecteur à fibres scintillantes, CFT

Le deuxième détecteur du système de reconstruction de traces est le détecteur à fibres scintillantes[19] (*Central Fiber Traker, CFT*). Il est composé de huit cylindres concentriques (les rayons allant de 20 à 52 cm) de rubans de fibres scintillantes. Les deux cylindres centraux ont une longueur de 1,66 m, les six autres cylindres sont long de 2,52 m. Chaque cylindre porte deux doublets de fibre, un doublet étant aligné selon l'axe du faisceau, l'autre doublet faisant un angle de $\pm 3°$ [2].

Lorsqu'une particule chargée passe à travers l'une des 76 800 fibres (de diamètre 835 μm) qui composent le CFT, l'énergie déposée par celle-ci dans le mélange de polystyrène, de paraterphényl (1% en masse) et de 3-hydroxyflavone (1 500 ppm) formant la fibre, est réémise sous forme de photons de longueur d'onde 530 nm. L'une des extrémités des fibres est recouverte d'aluminium pour réfléchir la lumière, l'autre extrémité est connectée à un

[2]Si on note les z les doublets dans l'axe du faisceau, u les doublets faisant un angle de $+3°$ et v les doublets faisant un angle de $-3°$, on peut résumer la situation ainsi (en partant de l'intérieur) $zu - zv - zu - zv - zu - zv - zu - zv$.

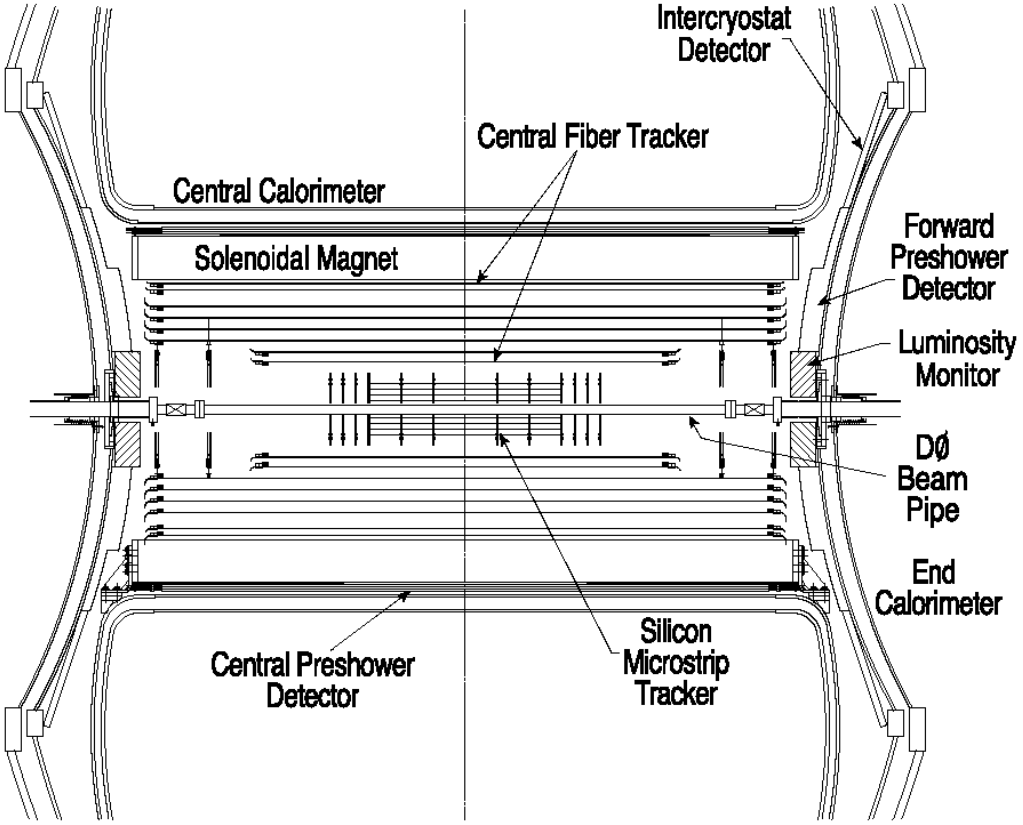


FIG. 2.9 – Zoom sur la partie centrale du détecteur DØ.

guide d'onde d'une longueur allant de 7,8 à 11,9 m. Au bout du guide d'onde est placé un compteur de photons visibles (*Visible Light Photon Counter, VLPC*) qui est un photodétecteur à avalanches. Les VLPC ont une réponse rapide, une très bonne efficacité quantique (supérieure à 80%), un gain élevé (entre 17 000 et 65 000) et sont capables de travailler avec un bruit de fond important.

Le temps de réponse très court du CFT permet d'utiliser ses informations au niveau 1 du système de déclenchement (voir la section 2.2.10). L'association du CFT avec le SMT permet d'augmenter notablement la résolution globale du trajectographe. À titre d'exemple, la figure 2.8.b montre l'amélioration apportée sur la résolution du paramètre d'impact des traces (distance minimale de la trace au vertex primaire).

2.2.4 L'aimant solénoïdal

L'aimant solénoïdal, troisième élément du complexe de détection de traces, a été conçu pour permettre de mesurer l'impulsion des particules émises lors des collisions $p\bar{p}$.

D'une longueur de 2,73 m et de 1,42 m de diamètre, l'aimant supraconducteur fonctionne à une intensité nominale de 4820 A pour créer un champ uniforme[3] de 2 T dans le complexe de détection de traces (Fig. 2.10). Il est refroidi à l'Hélium liquide pour fonctionner à une température d'environ 10 K. Sa longueur de radiation équivalente est de 0,8 X_0. À cause de cette épaisseur, les gerbes électromagnétiques peuvent se développer avant le calorimètre. Des détecteurs de pieds de gerbe ont donc été installés entre l'aimant solénoïdal et le calorimètre.

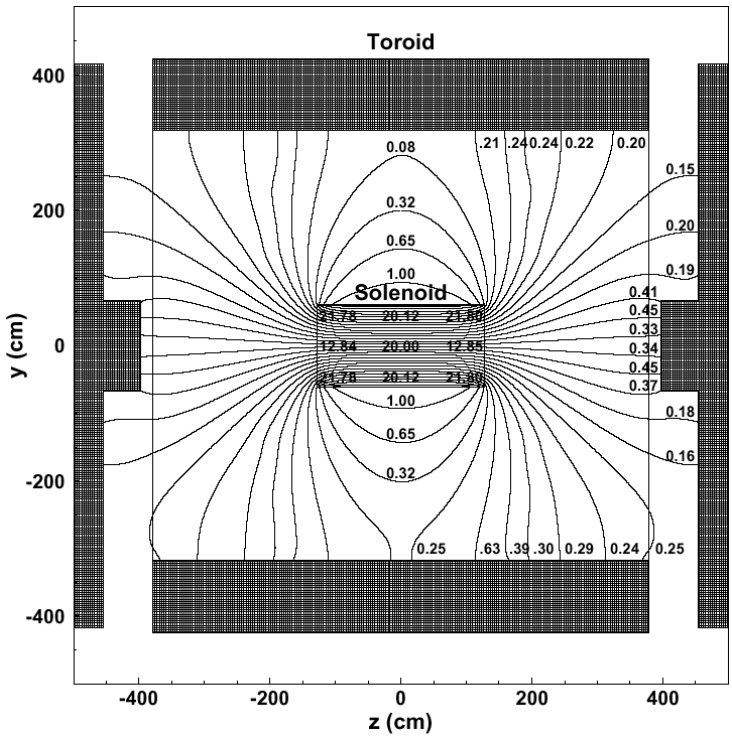


FIG. 2.10 – Champ magnétique dans le détecteur DØ créé au centre par le solénoïde et à l'extérieur par le toroïde. Les nombres indiquent la valeur du champ magnétique en kG.

[3]La non-uniformité est d'environ 0,5%.

2.2.5 Les détecteurs de pieds de gerbes

Les détecteurs de pieds de gerbes (*Preshowers*) jouent à la fois le rôle de calorimètre et de détecteur de traces. Leurs mesures rapides et précises de la position des dépôts énergétiques font qu'ils sont présents au niveau 1 du système de déclenchement. Qui plus est, ils peuvent être utilisés lors de l'analyse des données pour corriger l'énergie des gerbes électromagnétiques qui se sont créées tôt à cause du matériel (SMT, CFT, solénoïde, câbles) présent devant le calorimètre.

Les détecteurs de pieds de gerbes sont composés de couches de scintillateurs de section triangulaires (Fig. 2.11). L'orientation alternée des scintillateurs permet un recouvrement maximal. Les scintillateurs sont en polystyrène extrudé (doppé avec 1% de p-terphényl et 150ppm de diphényl stilbène), recouvert de mylar aluménisé pour assurer une isolation optique. Une des extrémités étant peinte en blanc, l'autre est connectée *via* des guides d'onde à des VLPC. Cette dernière partie, guide d'onde/électronique de lecture, est commune avec celle du CFT. Les détecteurs de pieds de gerbes se composent de deux sous-systèmes :

Détecteurs de pieds de gerbes centraux (*Central Preshowers*, CPS) Ils sont placés entre le solénoïde et le calorimètre dans la région centrale d'acceptance $|\eta_{det}| < 1,3$. Trois couches ayant des angles de 0, ou $\pm 23°$ par rapport au faisceau permettent une localisation précise de la gerbe. En comptant le radiateur en plomb situé entre le solénoïde et le CPS, les particules auront traversé une épaisseur d'environ 2 X_0 (4 X_0 pour les grands angles) avant d'atteindre le calorimètre.

Détecteurs de pieds de gerbes à l'avant (*Forward Preshowers*, FPS [20]) Ils sont fixés en modules trapézoïdaux sur les cryostats des bouchons du calorimètre, entre les détecteurs de luminosité et les détecteurs inter-cryostats, ce qui correspond à $1,5 < |\eta_{det}| < 2,5$. Les FPS se composent de trois sous-parties : un doublet de couches de scintillateurs appelé MIP (*Minimum Ionizing Particle*, $1,65 < |\eta_{det}| < 2,5$), un absorbeur en plomb et en acier de 2 X_0 ($1,65 < |\eta_{det}| < 2,5$) [4] et un doublet de couches de scintillateur nommé *Shower* ($1,5 < |\eta_{det}| < 2,5$). Les couches de scintillateurs formant les doublets ont alternativement un angle de $\pm 78,75°$ avec la bissectrice du module.

[4] Il n'est pas nécéssaire d'installer un absorbeur pour $|\eta_{det}| < 1,65$, la matière de l'aimant solénoïdal jouant déjà ce rôle.

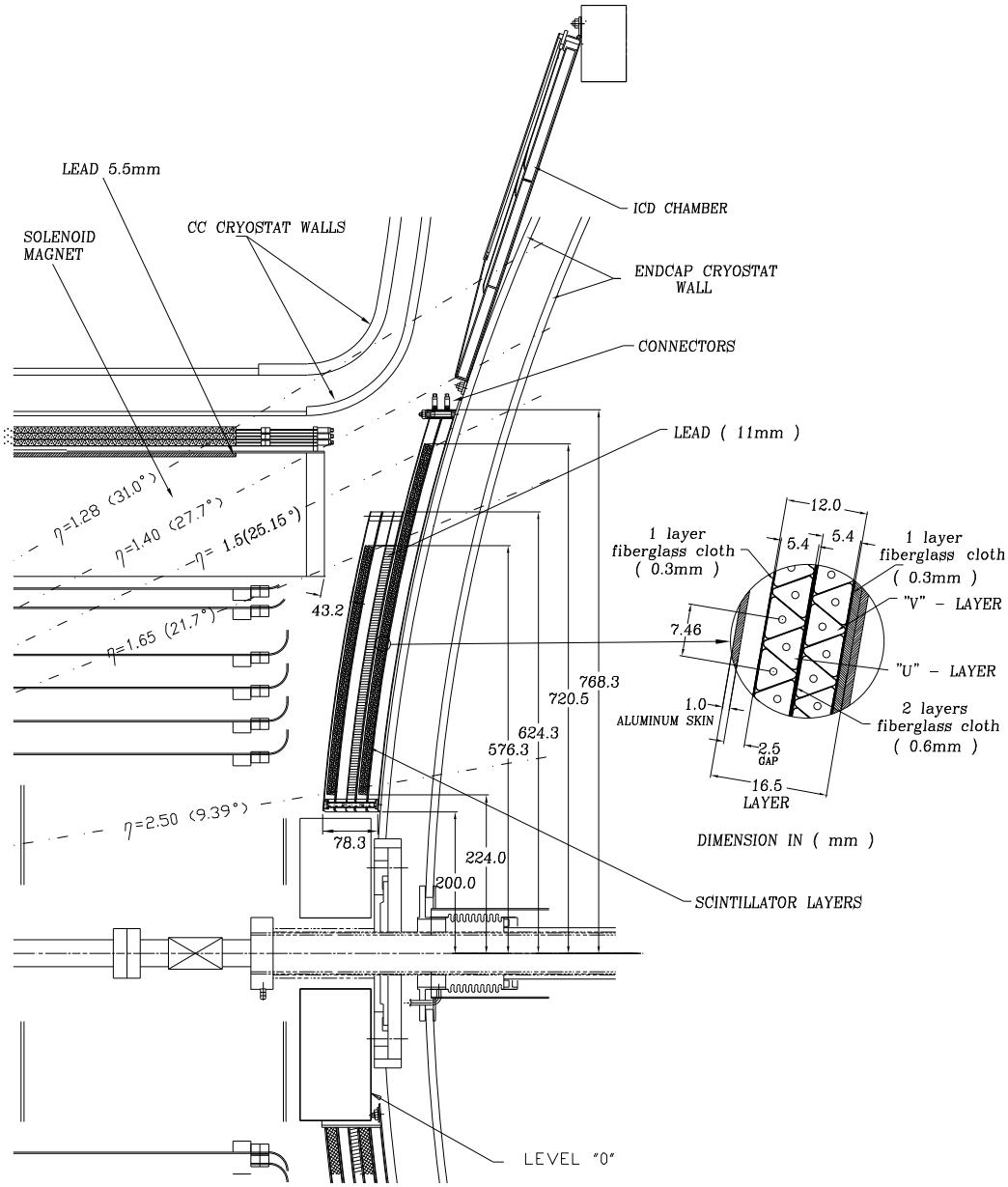


FIG. 2.11 – Zoom sur un quart de la partie avant du détecteur de DØ. La section des FPS est visible à droite.

2.2.6 Le calorimètre

Le calorimètre est le même qu'au Run I [21] et a pour but l'identification et la mesure de l'énergie des jets et des objets électromagnétiques (électrons et photons).

Il se compose d'un cylindre central et de deux bouchons, chacun des trois étant subdivisé en trois couches (*electromagnetic* EM, *fine hadronic* FH et *coarse hadronic* CH). Pour combler les zones mortes, deux ensembles de détecteurs ont été rajoutés : les détecteurs inter-cryostats (*InterCryostat Detector*, ICD) et les *Massless Gap* (MG).

Les cellules des trois parties principales du calorimètre sont disposées en tours pseudo-projectives[5] en η_{det} (Fig. 2.12). Chaque cellule (Fig. 2.13) est composée de deux plaques d'absorbeurs entre lesquelles se trouve une paire d'électrodes de lecture. Une tension de l'ordre de 2,0-2,5kV est imposée entre les absorbeurs et les électrodes. Le reste de l'espace est rempli par de l'argon liquide.

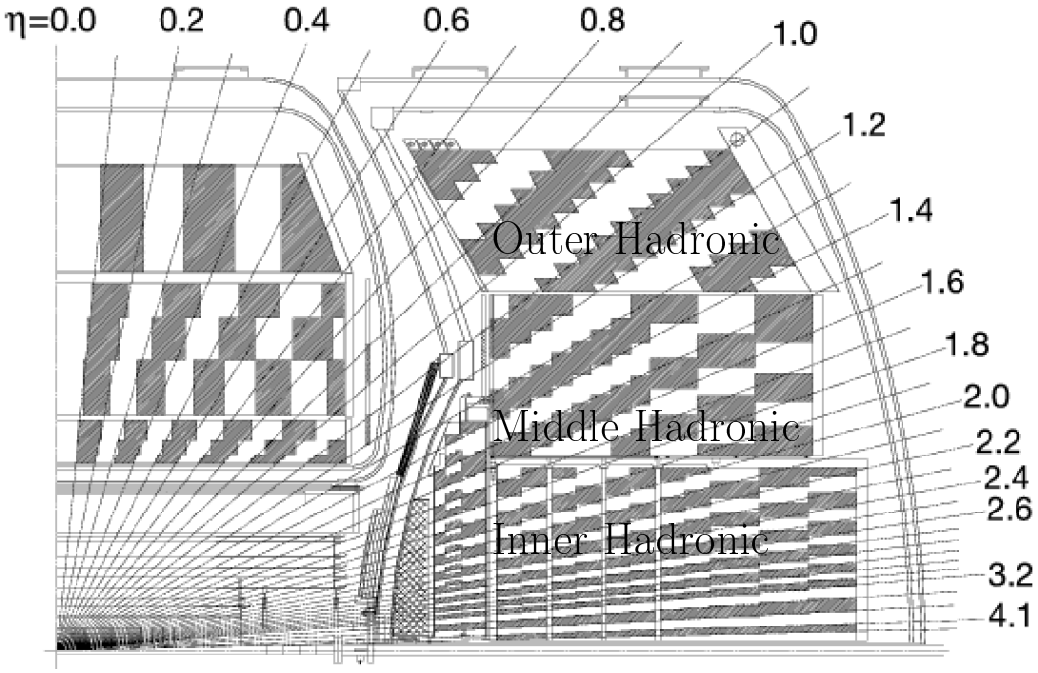


FIG. 2.12 – Le calorimètre de DØ. Certaines cellules ont été grisées pour rendre apparente la structure pseudo-projective.

Le calorimètre central (*Central Calorimeter*, CC) La partie électromagnétique du calorimètre central est divisée en quatre couches EM1, EM2,

[5]Les tours ne sont pas totalement projectives bien que les centres des cellules soient alignés en η_{det} : les côtés des cellules ne sont pas alignés en η_{det} mais en général parallèles ou perpendiculaires à l'axe du faisceau.

EM3 et EM4 (en partant de l'intérieur vers l'extérieur) dont les absorbeurs sont en uranium appauvri. Elles ont au total une épaisseur de 20,0 X_0, qui se décompose en EM1 : 1,4 X_0, EM2 : 2,0 X_0, EM3 : 6,8 X_0 et EM4 : 9,9 X_0. La couverture en pseudorapidité de ces couches est $|\eta_{det}| < 1.1$. Les couches EM1, EM2, EM4 ont une granularité en $\eta_{det} \times \varphi$ de $0,1 \times \pi/32$. La couche EM3 a une granularité plus fine ($0,05 \times \pi/64$) car c'est elle qui recevait le maximum d'énergie des gerbes électromagnétiques lors du Run I[6].

La partie hadronique centrale se décompose en trois couches fines (FH1, FH2 et FH3) avec des absorbeurs de 6 mm en alliage uranium appauvri/niobium (2%) et une couche CH, plus grossière (absorbeur de 46,5 mm en cuivre) qui recueille la fin des gerbes hadroniques. Les longueurs d'absorption des couches FH sont de 1,3 λ_A pour FH1, 1,0 λ_A pour FH2 et 0,76 λ_A pour FH3, celle de la couche CH est de 3,2 λ_A. Toutes ces couches ont une granularité de $0,1 \times \pi/32$ dans l'espace $\eta_{det} \times \varphi$.

Les calorimètres à l'avant (*End Cap Calorimeter*, EC) Les deux bouchons (Nord et Sud) sont symétriques l'un de l'autre. Quatre couches (EM1, EM2, EM3 et EM4) composent la partie électromagnétique [22] et couvrent la région $1,4 < |\eta_{det}| < 4$. Comme pour la partie centrale, la granularité en $\Delta\eta_{det} \times \Delta\varphi$ est de $0,1 \times \pi/32$ sauf pour EM3, laquelle est de $0,05 \times \pi/64$. L'absorbeur de la première couche est en Fer, tandis qu'il est en uranium appauvri pour les trois dernières. Leurs longueurs de radiations sont sensiblement équivalentes à celles des couches EM du CC. 21,4 X_0 réparties

[6]Pour le Run II, la partie détection de traces (SMT, CFT et solénoïde) a été rajoutée. La présence de tout ce matériel fait que le maximum de dépôt d'énergie des gerbes électromagnétiques a lieu dans les premières couches électromagnétiques, et en particulier EM2.

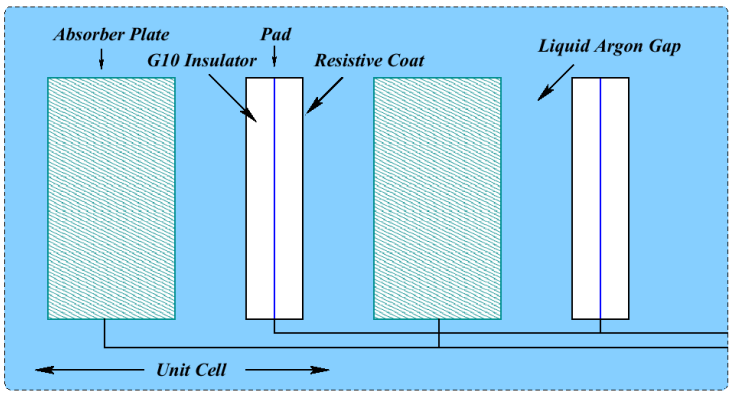


FIG. 2.13 – Cellule du calorimètre.

selon : EM1 : 1,6 X_0, EM2 : 2,6 X_0, EM3 : 7,9 X_0 et EM4 : 9,3 X_0.

Comme on peut le voir sur la figure 2.12, la partie hadronique est divisée en trois parties, une partie intérieure (*Inner Hadronic*), une partie à l'extérieur (*Outer Hadronic*) et une partie intermédiaire (*Middle Hadronic*). Elles ont une symétrie cylindrique autour du faisceau, et sont emboîtées l'une dans l'autre.

Quatre couches avec absorbeur en uranium appauvri ($\lambda_A = 4 \times 1,1$) pour les couches FH et une couche avec absorbeur en inox ($\lambda_A = 4,1$) pour la partie CH composent le calorimètre hadronique intérieur. La même structure est adoptée pour le *Middle Hadronic Calorimeter* mais la taille des absorbeurs est différente : $\lambda_A = 4 \times 0,9$ pour les couches FH, et $\lambda_A = 4,4$ pour les couches CH. La partie la plus extérieure n'est formée que de couches CH avec des absorbeurs en inox ($\lambda_A = 6,0$). Les cellules de cette couche sont orientées avec un angle de 60° par rapport à l'axe du faisceau.

Le calorimètre étant réparti dans trois cryostats séparés, sa couverture n'est pas optimale dans la région nommée ICR (*Inter-Cryostat Region*) de pseudorapidité $0,8 < |\eta_{det}| < 1,4$. Deux ensembles de détecteurs ont été placés dans cette région pour pallier ce défaut : les détecteurs intercryostat et les *Massless gap*.

Les détecteurs intercryostat (*InterCryostat Detector*, ICD) sont fixés sur la face externe des cryostats des bouchons. Pour un bouchon donné, seize tuiles couvrant chacune une région en $\eta_{det} \times \varphi$ de $0,3 \times 0,4$, occupent la région $1,1 < |\eta_{det}| < 1,4$. Chaque tuile est divisée en douze scintillateurs occupant une région en $\eta_{det} \times \varphi$ d'environ $0,1 \times 0,1$. Les scintillateurs sont connectés à des tubes photomultiplicateurs (éloignés du champ magnétique intense régnant dans le détecteur) via des guides d'onde.

Les *Massless gap*, MG sont des cellules standard de calorimètre plongées dans l'argon liquide des cryostats du CC et des EC. Elles couvrent les régions de pseudorapidité $0,8 < |\eta_{det}| < 1,2$ dans le CC et $1,0 < |\eta_{det}| < 1,3$ dans les EC. Chacune a une granularité de $\eta_{det} \times \varphi = 0,1 \times \pi/32$.

2.2.7 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons est dédié à la détection et l'identification des muons, et à la mesure de leurs impulsions. Les muons sont des particules qui peuvent traverser de grandes quantités de matière en interagissant très

peu ; le spectromètre peut donc être placé sur la partie la plus externe du détecteur.

Le spectromètre comporte trois sous-ensembles : des aimants toroïdaux courbent les trajectoires des muons pour permettre de mesurer leurs impulsions (Fig. 2.10), des scintillateurs pour le déclenchement (Fig. 2.14) et des chambres à dérive pour le déclenchement et les mesures précises (Fig. 2.15). Le spectromètre est divisé en trois couches A, B et C (de l'intérieur vers l'extérieur), chaque couche étant formée de scintillateurs et de chambres à dérive. Les aimants sont placés entre les couches A et B.

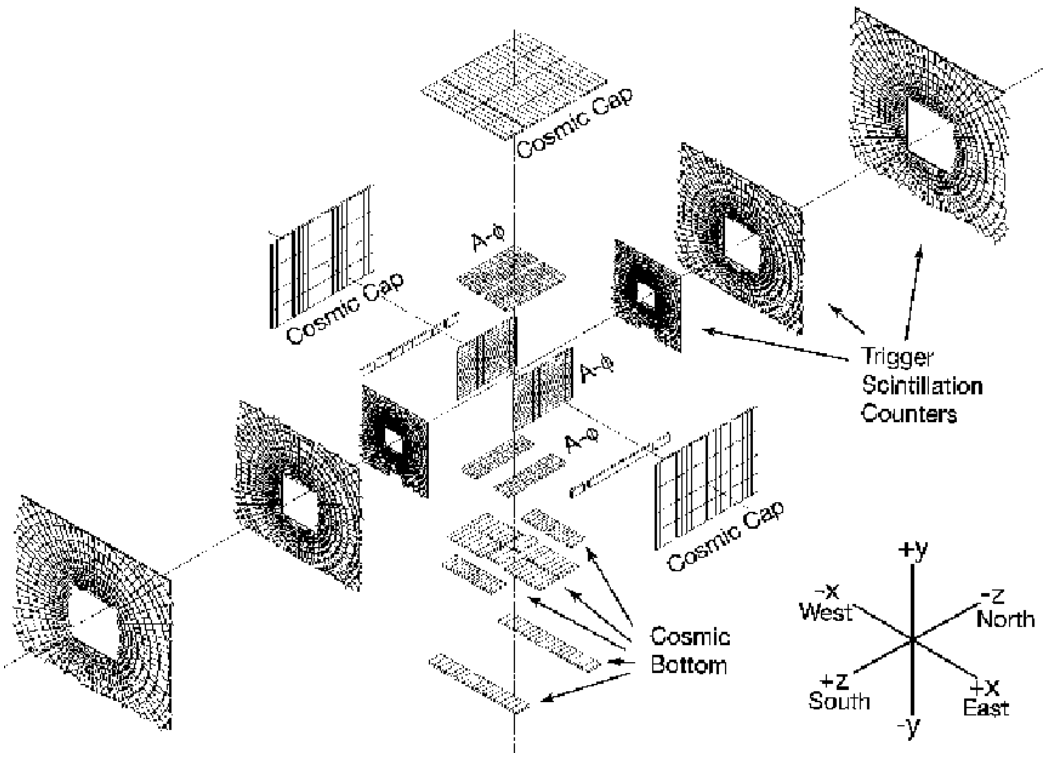


FIG. 2.14 – Structure des couches de scintillateurs à muons.

Le spectromètre est composé d'une partie centrale, WAMUS (*Wide Angle MUon System*, ($|\eta_{det}| < 1$), et de deux parties à l'avant, FAMUS (*Forward Angle MUon System*), ($1 < |\eta_{det}| < 2$). L'ensemble du spectromètre est divisé en huit selon φ. L'électronique du système de déclenchement est regoupée par octant.

Le WAMUS [21, 23] est constitué, plus précisément, de tubes à dérive (*Proportional Drift Tubes*, PDT), de scintillateurs contre les rayons cosmiques, de scintillateurs $A\Phi$ et d'aimants toroïdaux.

Les tubes à dérive ont une structure en Aluminium de section rectangulaire d'environ 5×10 cm. Un fil de l'anode traverse le PDT dans le sens de la longueur. On fait circuler dans les tubes un mélange gazeux de 80% d'argon, 10% de CF_4 et 10% de méthane. Les PDT sont assemblés par lots de 72 ou 96, et sont répartis en trois sous-couches pour les couches B et C. La couche A a quatre sous-couches[7] pour augmenter l'efficacité de reconstruction des muons faiblement énergétiques qui ne passent pas le toroïde. 55% de la région centrale est couverte par les trois couches, et 90% par au moins deux couches. La mesure du temps de dérive et de la charge déposée permet de déterminer la position du "hit". Cependant à cause du temps de dérive de l'ordre de 500 ns, ce qui est supérieur au temps entre deux croisements de faisceau, il est impossible d'utiliser les PDT dans le système de déclenchement.

Les scintillateurs contre les rayons cosmiques [24] sont installés sur les PDT des couches B et C. Ils fournissent un signal rapide qui permet d'associer un muon détecté par un PDT au bon croisement de faisceau ou de le rejeter s'il est identifié comme étant un rayon cosmique.

[7]sauf la couche A placée sous le calorimètre qui en a trois

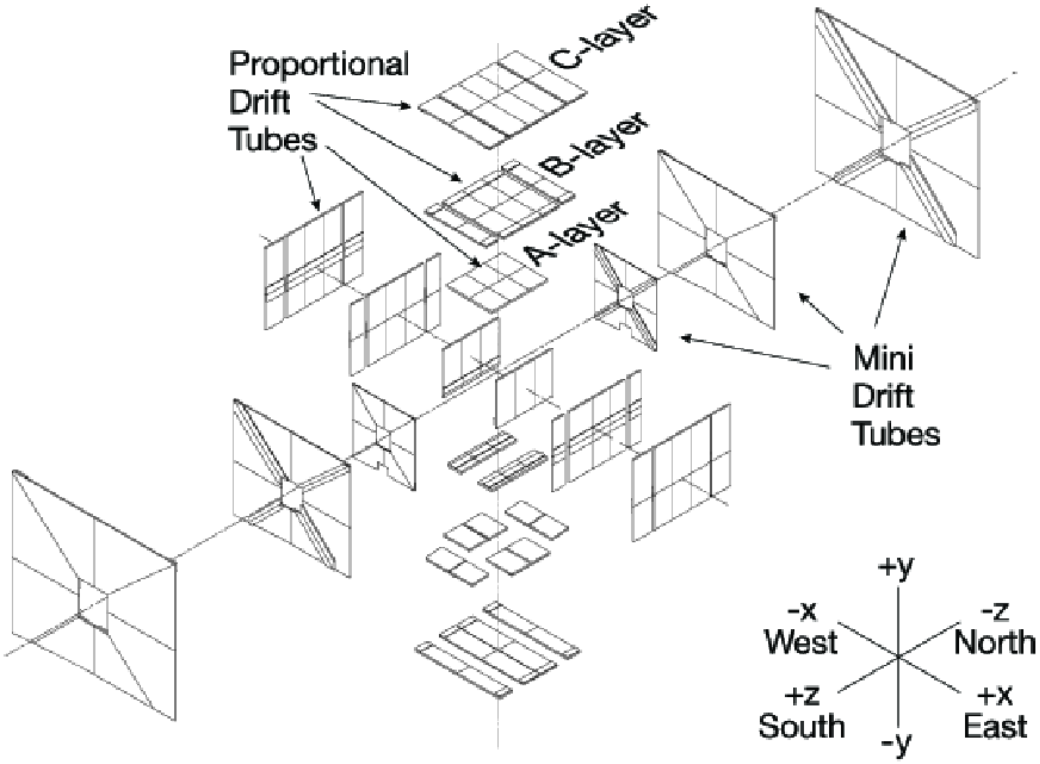


FIG. 2.15 – Structure des couches des chambres à dérive à muons.

Les scintillateurs $A\Phi$ sont placés sur les PDT de la couche A. Leurs réponses rapides sont utilisées pour le déclenchement et l'identification des muons. Ils permettent de rejeter les rayons cosmiques et d'associer les muons au bon croisement de faisceau. De plus ils valident les muons faiblement énergétiques qui ne passent pas le toroïde et donc n'ont pas la validation par les scintillateurs des couches B et C.

Le FAMUS [23] est protégé des radiations du faisceau par un blindage allant du calorimètre à l'entrée du tunnel de l'accélérateur. Les chambres à dérive des couches A, B et C sont composées de tubes d'Iarocci (*Mini Drift Tube*, MDT) [25] (section carrée de $9,4 \times 9,4$ mm^2) assemblés par lots de huit et remplis du mélange gazeux CH_4(10%)-CF_4(90%) qui permet un temps de dérive maximum de 60 ns utilisable par le système de déclenchement. Les couches B et C comptent trois sous-couches de tubes, tandis que la couche A en dénombre quatre[8].

Les espaces entre deux sous-couches de tubes sont comblés par du polyéthylène qui aborbe les neutrons et les électrons de faibles énergies, produits des interactions des particules avec la calorimètre, et qui s'échappent de celui-ci.

Les scintillateurs ont un temps d'intégration très court de 20 ns et sont associés à chacune des trois couches principales, en étant disposés en deux sous-couches non alignées pour minimiser les zones mortes. Chaque scintillateur occupe une zone en $\eta \times \varphi$ de $0.1 \times \pi/40$, ainsi son découpage en φ s'identifie à celui du CFT.

2.2.8 Le détecteur de protons à l'avant, FPD

Le détecteur de protons à l'avant [26] (*Forward Proton Detector*, FPD) mesure les protons et les anti-protons qui ont été déviés par des collisions inélastiques. Le détecteur est réparti en plusieurs sous-détecteurs à différentes distances du centre du détecteur DØ (Fig. 2.16). Le FPD est composé de dix-huit pots romains distribués en six "châteaux" : A1, A2, P1 et P2 contenant quatres pots romains, et D1, D2 en comportant un seul. Les pots romains sont assemblés pour former des spectromètres : le A1 du bas avec le A2 du bas, le A1 intérieur avec le A2 intérieur, et ainsi de suite pour toutes les paires de pots de A1, A2, P1 et P2. D1 et D2 forment le neuvième spectromètre.

[8] À cause de l'espace occupé par sa paroi, un tube de Iarocci n'a qu'une efficacité de 90% pour le volume total occupé. Si l'on demande deux "hits" par couche (A, B et C), il est nécessaire d'avoir trois sous-couches pour avoir une efficacité de 97% (contre environ 50% si l'on ne met que deux couches). La sous-couche supplémentaire de la couche A est destinée à valider les muons peu énergétiques qui ne passeront pas les aimants.

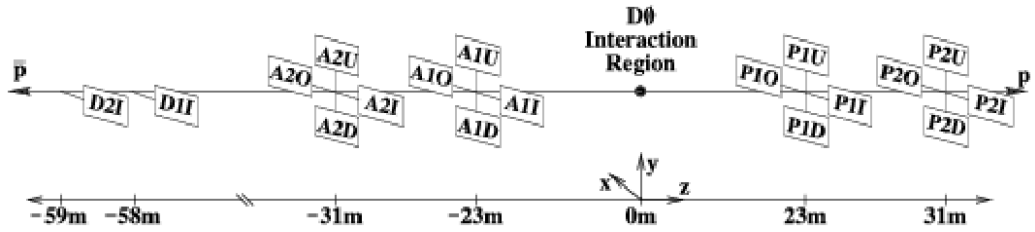


FIG. 2.16 – Positionnement des châteaux du FPD.

Les détecteurs sont faits de fibres scintillantes de section carrée[9] assemblées par lots de quatre (le lot ayant alors une section de 0,8×3,2 mm^2). L'une des extrémités est recouverte d'aluminium, les autres sont regroupées comme indiqué sur la figure 2.17 pour être connectées à des photomultiplicateurs. Chaque détecteur est divisé en trois paires de plans, faisant un angle de 0 ou ±45° par rapport à la verticale. Un scintillateur relié à un tube photomultiplicateur rapide est ajouté pour déclencher la prise de données.

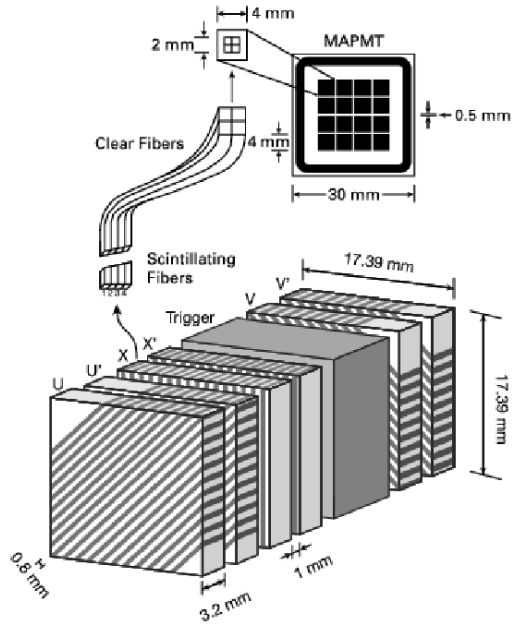


FIG. 2.17 – Placement et regroupement des fibres scintillantes des FPD.

L'acceptance du FPD est augmentée en approchant les châteaux du faisceau. Il faut cependant prendre garde à ce que les détecteurs ne soient pas trop proches du faisceau, à cause des interactions avec le halo. Pour cette

[9]Les fibres de section carrée ont une sortie 20% plus intense que les fibres de section ronde.

raison le FPD n'est mis en position que lorsque le faisceau est stabilisé et à basse luminosité.

2.2.9 La luminosité

La luminosité est mesurée par deux chaînes de 24 scintillateurs (*Luminosity Monitor*) [27] placées sur la partie interne des bouchons du calorimètre (Fig. 2.9). Les scintillateurs occupant la région $2,7 < |\eta_{det}| < 4,4$, ils reçoivent les débris des collisions inélastiques. C'est la mesure de la quantité de débris qui va indiquer la luminosité.

Les données sont stockées en blocs de luminosité définie auxquels sont attribués des numéros identificateurs (*Luminosity Block Number*, LBN). On incrémente le LBN dès que se produit un changement (nouveau *store*, nouveau *run*, initialisation du système de déclenchement,...) ou après 60 s de prise de données. Ce temps est suffisamment court pour que la luminosité puisse être considérée comme constante. La figure 2.18 montre la luminosité intégrée délivrée par le Tevatron, qui dépasse 3 fb^{-1}, et enregistrée par DØ depuis le début du Run II du Tevatron et jusqu'au 24 juin 2007. Le Run II est divisé en deux périodes : le Run IIa qui commence en avril 2002 jusqu'au printemps 2006, suivi par le Run IIb à partir de juin 2006. Le Run IIb est prévu pour durer au moins jusqu'en 2009. Entre les deux périodes du Run II, le détecteur DØ a fait l'objet de nombreuses modifications (en particulier le système de déclenchement, voir la section 2.2.11 et le chapitre 3) pour faire face à l'augmentation prévue de luminosité instantanée.

2.2.10 Le système de déclenchement du Run IIa

Comme il n'est pas possible de lire et de stocker les informations des sous-détecteurs de toutes les interactions intervenant lors des collisions $p\bar{p}$ se produisant au centre du détecteur DØ, un système de déclenchement est utilisé pour ne sélectionner que les événements les plus intéressants pour le programme de physique réalisé à DØ. Avant d'être soumis au système de déclenchement, les événements doivent déclencher le niveau 0, c'est-à-dire que le système de luminosité doit avoir mesuré un signal. Les événements satisfaisant ce critère sont dits de biais minimum. La suite du système de déclenchement est structuré en trois niveaux schématisés sur la figure 2.19 et orchestré par le *Trigger Framework* (TFW). Le premier niveau (*Level 1*, L1) reçoit un flux de données en provenance du détecteur à la fréquence de 1,7 MHz. Les systèmes de déclenchement (*triggers*) *hardware* abaissent cette fréquence à la sortie du niveau L1 à 2 kHz. Au niveau L1 on réduit artificiellement l'acceptance des *triggers* qui prennent trop de bande passante par

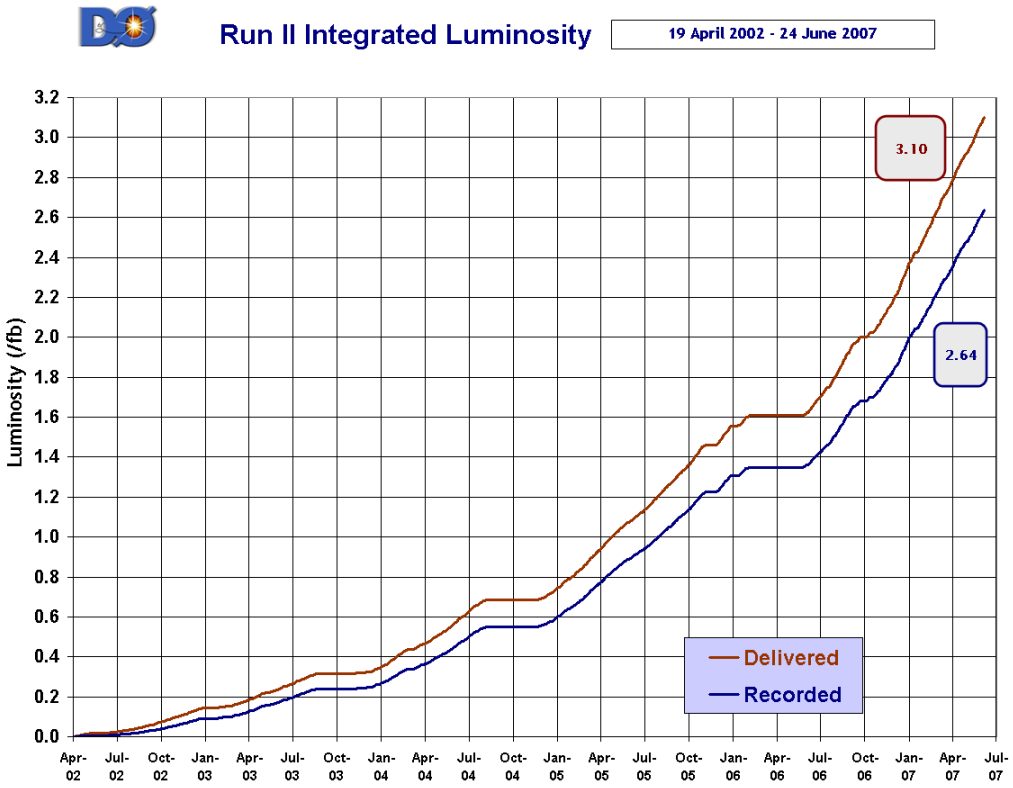


FIG. 2.18 – Luminosité intégrée délivrée par le Tevatron (en rouge) et luminosité intégrée enregistrée par DØ (en bleu). Le Run IIa s'etend d'avril 2002 au printemps 2006 et le Run IIb commence en juin 2006.

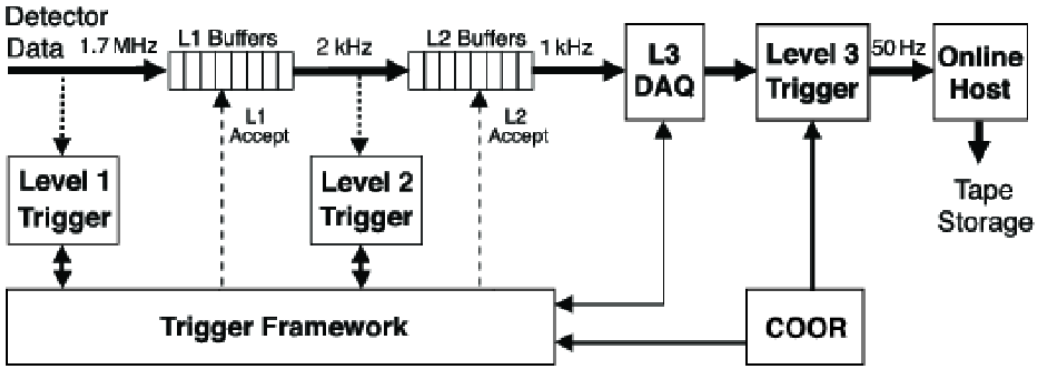


FIG. 2.19 – Schéma du système de déclenchement et de la chaîne d'acquisition.

un coefficient, dit facteur de *prescale*. Un *prescale* de dix signifie que seul un événement sur dix déclenchant le *trigger* passe le niveau L1. Les facteurs

de *prescale* sont diminués au fur et à mesure que la luminosité décroît. Le second niveau (L2) construit avec des cartes électroniques et des microprocesseurs embarqués sélectionne les événements pour que la fréquence de sortie ne dépasse pas 1 kHz. La ferme de microprocesseur du niveau trois (L3) traite les événements sortant du niveau L2. Le niveau L3 utilise des algorithmes sophistiqués pour réduire la fréquence à sa sortie à 50 Hz.

Le niveau 1 de déclenchement (L1)

Comme le montre la figure 2.20, le niveau L1 se compose de quatre sous-systèmes : un sous-système lié au calorimètre (L1CAL), un dédié à la recherche de trace (L1CTT), un autre à la détection des muons (L1Muon) et enfin un associé au déclenchement spécifique du FPD (L1FPD).

L1CAL [28] est basé sur des tours de *trigger* de dimension $0,2 \times 0,2$ dans l'espace $\eta \times \varphi$, qui sont des regroupements de quatre tours pseudo-projectives de cellules appartenant aux couches électromagnétiques (EM) et hadroniques fines (FH). Les énergies transverses déposées sont calculées par rapport au centre du détecteur et sont ensuite utilisées par le L1CAL pour prendre la décision selon différentes méthodes :

- ◇ La somme scalaire des énergies transverses est comparée à des seuils pour déclencher ou non le L1CAL.
- ◇ L'énergie transerve de chacune des tours (EM et EM+FH) est comparée à des valeurs de référence. On compte alors le nombre de tours ayant dépassé ces seuils.
- ◇ La surface en $\eta \times \varphi$ d'une tour étant petite devant celle d'un jet, L1CAL fait aussi une recherche sur des ensembles de tours. L'énergie déposée dans un groupement de tours EM+FH de dimension 4×8 tours dans l'espace $\Delta\eta \times \Delta\varphi$ est comparée à des seuils.

L1CTT Le L1CCT utilise les informations provenant des détecteurs CFT, CPS et FPS. Il est organisé en trois sous-parties :

- ◇ Le premier sous-système, partagé en secteurs de 4,5° dans le plan transverse[10], est formé des couches axiales du CFT et du CPS. Il est conçu pour retrouver les traces à partir de p_T =1,5 GeV. Pour cela, il compare les "hits" trouvés dans les détecteurs à environ 20.000 équations de traces, et conserve les candidats de traces de plus grande impulsion

[10]Les secteurs communiquent entre eux pour pouvoir reconstruire des traces parcourant plusieurs secteurs.

transverse (p_T) . Les candidats sont ensuite transmis au L1Muon qui a le même découpage angulaire en φ que le L1CCT.

- ◇ Le sous-système lié au FPS cherche des groupes de "hits" dans ses fibres, et les transmet au niveau L2. Il a globalement une structure semblable au sous-sytème précédent.
- ◇ La partie stéréo du CPS forme le troisième sous-système. Il ne fait pas partie du niveau L1 proprement dit, puisqu'il ne participe pas à la décision du passage de l'événement au niveau L2. Cependant, dans le cas où l'événement est retenu par les couches axiales du CFT et du CPS, l'information des "hits" dans les couches stéréo du CPS qui pourraient correspondre à ceux détectés par le niveau L1 est transmise à la partie *preshower* du niveau L2 (L2PS).

L1Muon Le L1Muon est partagé en une région centrale et deux régions Nord et Sud vers l'avant. Chacune des trois est divisée en huit octants. Les informations sont traitées par deux types de cartes. Le premier type de carte associe les traces trouvées par le L1CTT aux "hits" dans les scintillateurs des spectromètres à muons. Le second cherche des coïncidences entre les "hits" des scintillateurs et ceux des chambres à dérive des spectromètres à muons. La sélection par un des deux types de cartes suffit à faire passer l'événement au niveau L2.

L1FPD Les signaux provenant des différents plans du FPD sont utilisés pour déterminer avec précision les trajectoires des (anti-)protons traversant le FPD. Différents seuils sont définis selon le nombre de coïncidences entre les différentes couches.

Les informations temporelles du FPD peuvent être associées avec celles des compteurs de luminosité et du spectromètre à muons pour faire des vetos. Le résultat est transmis au TFW.

Le niveau 2 de déclenchement (L2)

Les informations provenant du niveau L1 sont traitées par différents pré-processeurs afin de construire des objets physiques. La décision finale est prise par un processeur (L2Global) recevant les décisions de chacun des pré-processeurs.

L2CAL Les pré-processeurs du L2CAL identifient les jets et les objets électromagnétiques (électrons et photons) et calculent l'énergie transverse manquante. Les énergies des jets sont calculées en sommant les dépôts énergétiques d'une zone centrée sur une tour appelée "germe" et de taille 5×5 tours

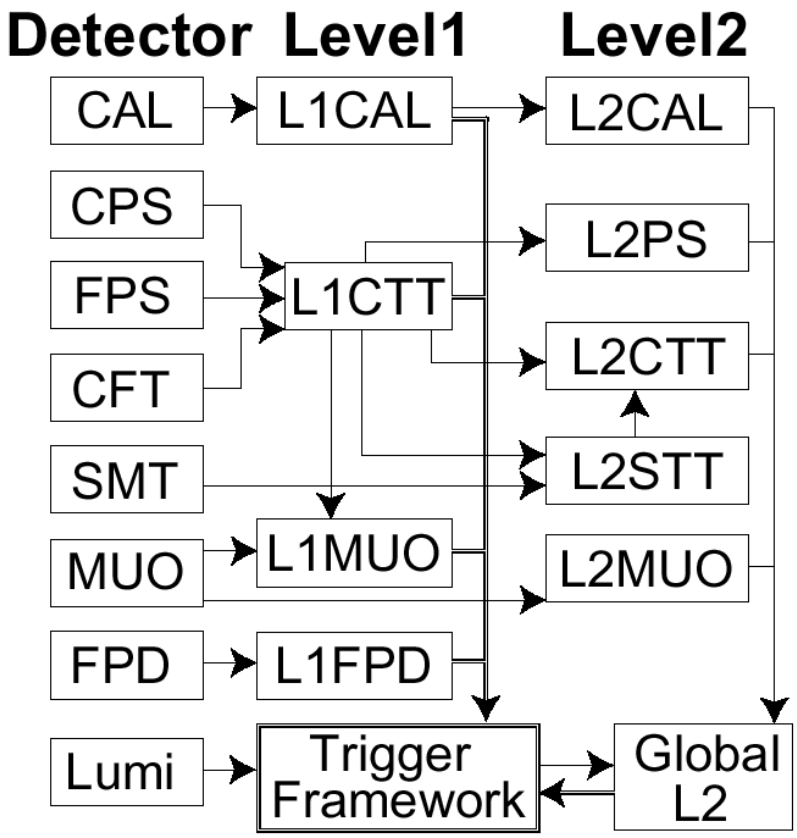


FIG. 2.20 – Niveaux 1 et 2 du système de déclenchement.

dans l'espace $\eta \times \varphi$. Les tours "germes" sont celles dont l'énergie transverse, calculée depuis le centre du détecteur, est supérieure à 2 GeV. La liste des jets est alors transmise au L2Global.

La liste des candidats pour les objets électromagnétiques est construite selon le même principe avec des régions de 3×3 tours en $\eta\times\varphi$ autour des tours électromagnétiques au-dessus de 1 GeV. Les fractions électromagnétiques des dépôts énergétiques des deux tours les plus énergétiques sont prises en compte pour réduire le bruit de fond. La liste résultante est envoyée au niveau L2Global.

L2PS Les données provenant des FPS et du CPS sont traitées indépendamment les unes des autres. Les pré-processeurs du L2PS discriminent les électrons des photons (traces associées ou non dans le CFT) et rejettent les hadrons chargés de la liste des objets électromagnétiques. Le L2PS recherche aussi la présence de "hits" près des tours de *trigger* du calorimètre.

L2STT Le L2STT utilise les données du SMT pour reconstruire avec une plus grande précision les traces des particules chargées relevées par le L1CTT. Il est découpé en 12 secteurs de 30° en φ correspondant aux 12 secteurs principaux du SMT. La très bonne résolution spatiale du SMT permet de rejeter les traces erronées du L1CTT, ainsi que de mesurer le paramètre d'impact avec suffisamment de précision pour détecter les désintégrations des particules à grand temps de vol (tels que les mésons B).

Seules les couches axiales du SMT sont utilisées pour la reconstruction. Le L2STT reconstruit la trajectoire à partir de la couche la plus intérieure et la plus extérieure du CFT. Il demande aussi qu'au moins trois des quatre couches du SMT soient touchées. La liste des traces est alors envoyée au L2GLobal.

L2CTT Le L2CTT traite les données du L1CTT ainsi que celles sortant du L2STT. Le L2CTT fonctionne en deux modes :

- ◇ Les listes des traces provenant des différents secteurs en φ sont rassemblées en une seule liste. Le p_T des traces est calculé plus finement en utilisant plus d'information du CFT qu'au niveau L1. La liste des traces, triées selon le p_T, est transmise au L2Global.
- ◇ Le deuxième mode prend en compte le L1CTT et le L2STT pour former deux listes qui sont transmises au L2Global. Dans la première liste les traces sont classées selon leur p_T, dans la seconde elles sont arrangées selon leur paramètre d'impact.

Dans tous les cas les listes comportent pour chaque trace l'angle azimutal au niveau du faisceau φ_0, et celui au niveau de la troisème couche électromagnétique du calorimètre (EM3) φ_{em3}[11]. Des paramètres portant sur l'isolation des traces sont aussi inscrits dans les listes.

L2Muon Le L2Muon reçoit les données du L1Muon et du spectromètre à muons. Il utilise en particulier des informations temporelles pour évaluer la qualité des muons. La liste de muons retournée au L2Global contient le p_T , le η, le φ, la qualité et les informations temporelles des muons.

L2Global Quand le TFW reçoit le signal qu'un événement a passé le niveau L1, il envoie au L2Global un "masque" de décision. Le L2Global utilise ce "masque" et les sorties des pré-processeurs pour choisir l'algorithme à utiliser pour prendre sa décision.

[11] φ_{em3} est différent de φ_0 à cause du champ magnétique qui dévie la trajectoire de la particule chargée.

Pour faire son choix, le L2Global utilise les objets créés par les pré-processeurs ainsi que des objets plus élaborés qu'il calcule lui-même. Il les compare alors aux listes des objets requis. Si l'une des listes est validée, l'événement passe le niveau L2 et l'information est transmise au TFW. Les listes de *triggers* peuvent être changées à chaque changement de *run*.

Le niveau 3 de déclenchement (L3)

Les algorithmes du niveau L3 appliquent les calibrations nécéssaires et reconstruisent les objets physiques (objets électromagnétiques, jets, muons, taus, vertex, énergie manquante, ...). La décision se fait sur ces objets ou sur la combinaison de ces objets.

Le niveau L3 utilise plusieurs scripts composés de plusieurs filtres qui s'enchaînent. Si l'un des filtres (qui peut porter, par exemple, sur le nombre de jets, leurs énergies et leurs pseudo-rapidités) n'est pas validé, le script est interrompu et le niveau L3 passe à l'événement suivant. Si l'un des scripts s'exécute jusqu'au bout, l'événement est sélectionnné et transmis au "*host cluster*" pour être enregistré sur bande.

2.2.11 Le système de déclenchement du Run IIb

Lors du passage au Run IIb, le détecteur DØ a vu son système de *triggers* (Fig. 2.21) [29] grandement amélioré pour pouvoir faire face aux grandes luminosités instantanées attendues (de l'ordre de quelques 10^{32} $\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$). Des modifications majeures ont été apportées aux sous-systèmes suivants :

- ◇ L1CAL, le niveau 1 lié au calorimètre .
- ◇ L1CTT, le niveau 1 associé au CFT.
- ◇ L1Cal-TRK, un nouveau système de déclenchement au niveau 1, recherchant des dépôts d'énergie dans le calorimètre associés à des traces.
- ◇ les processeurs du niveau 2 (*L2 Beta Processors*).
- ◇ L2STT, le niveau 2 du SMT qui doit tenir compte de la nouvelle couche de silicium disponible au Run IIb.

Le chapitre suivant étant dédié à l'étude de l'énergie transverse manquante au L1, nous allons détailler les nouveautés apportées au L1CAL.

L1CAL Le déclenchement au niveau 1 pour le calorimètre a été totalement revu : les algorithmes ne recherchent plus des tours au-dessus de certains seuils pour déclencher mais des ensembles de tours. Ces algorithmes appelés *Sliding Windows* sont inspirés de ceux développés pour l'expérience ATLAS [30].

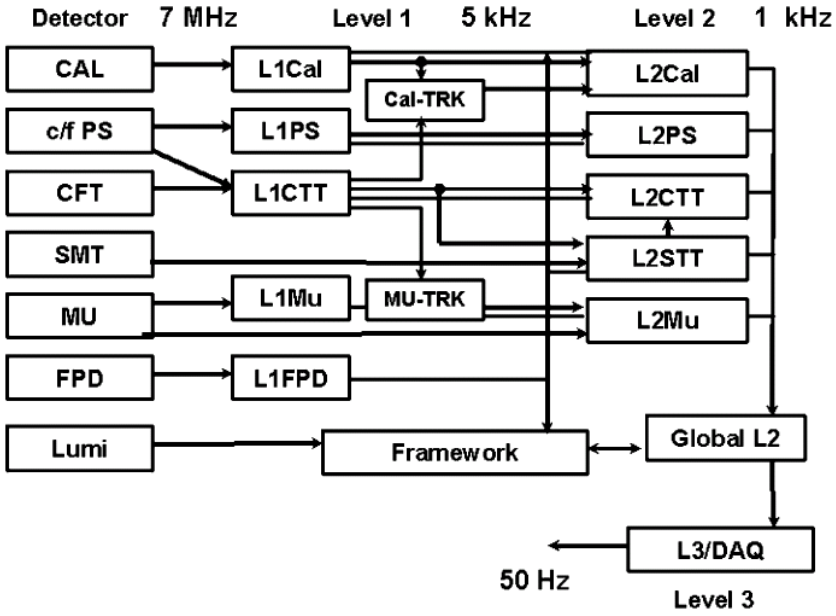


FIG. 2.21 – Architecture du système de *triggers* pour le Run IIb.

Le but des algorithmes *Sliding Windows* est de maximiser l'énergie transverse vue par une "fenêtre" en déplaçant celle-ci sur l'espace $\eta \times \varphi$ du calorimètre . Pour chaque type d'objet recherché (jet, électron/photon ou tau), on définit au minimum trois paramètres representés sur la figure 2.22 et exprimés en nombre de tours de *triggers* chacune de dimension $0,2 \times 0,2$ dans l'espace $\eta \times \varphi$:

- ◇ les dimensions d'une fenêtre appelée région d'intérêt (*Region of Interest*, ROI). La ROI est représentée en rouge sur la figure 2.22. Les algorithmes *Sliding Windows* font la somme des énergies transverses des tours contenues dans la ROI, et cherchent à la maximiser en déplaçant la ROI dans l'espace $\eta \times \varphi$.
- ◇ la distance minimale entre un maximum local représenté par une croix sur la figure 2.22) et une autre ROI. Ce critère assure une isolation des ROI.
- ◇ la taille de l'anneau de tours (en vert sur la figure 2.22) qui sont rajoutées à la ROI pour le calcul final de l'énergie transverse de l'objet. Ainsi la décision de conserver l'événement se fera sur les énergies transverses de la ROI plus celles des tours entourant la ROI.

Les jets (Fig. 2.23.a) ont une région d'intérêt de 2×2 tours de *triggers*, une isolation d'une tour (deux maximums locaux sont donc séparés par au moins 3 tours). L'anneau (en jaune sur la figure) à ajouter pour calculer

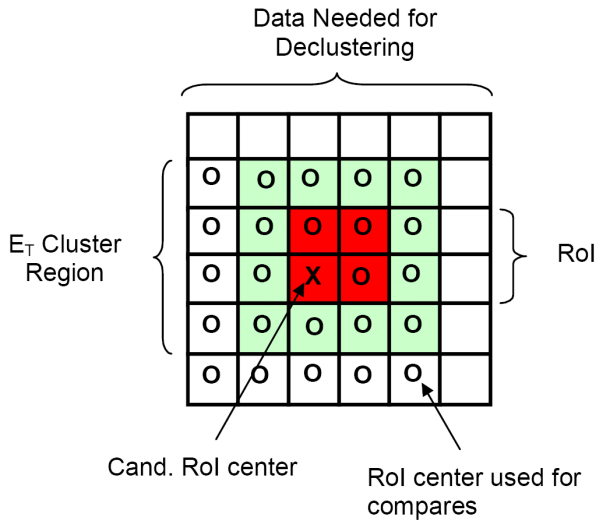
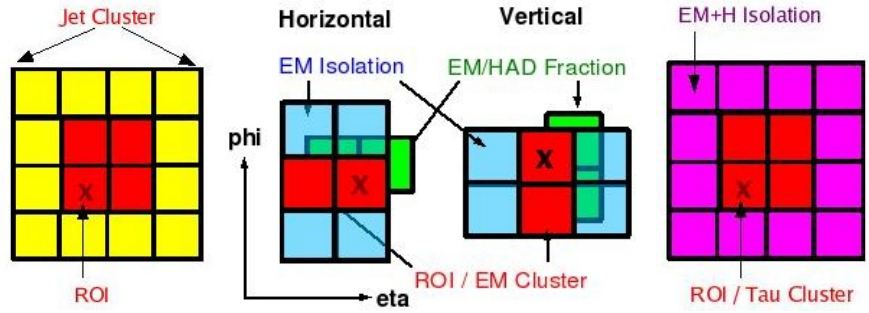


FIG. 2.22 – Représentation des différentes régions utilisées dans les algorithmes *Sliding Windows*. Les cercles symbolisent les centres de ROI avec lesquels sont faites les comparaisons déterminant le maximum local.



(a) (b) (c)

FIG. 2.23 – Définitions des fenêtres utilisées par les algorithmes *Sliding Windows* pour détecter des jets (a), des objets électromagnétiques (b) ou des taus (c) au niveau 1.

l'énergie du *cluster* fait une tour de large.

Les objets électromagnétiques (Fig. 2.23.b) ont des fenêtres de régions d'intérêt asymétriques de 2×1 ou 1×2 car ils produisent des gerbes plus fines que les jets. Ces fenêtres ne sont définies que sur la partie électromagnétique du calorimètre . La zone où s'effectue la somme des énergies des tours est confondue avec la ROI (en rouge sur la figure). La zone d'isolation

est représentée en bleu. Les critères d'isolation doivent être adaptés à la forme particulière de la ROI. Des vetos sont ainsi introduits pour éliminer des regroupements de *clusters* électromagnétiques non désirés.

Les taus sont trouvés à partir des maximums locaux issus de la recherche de jets (Fig. 2.23.c). La région sur laquelle se fait la somme des tours est plus restreinte puisqu'elle est confondue avec la ROI. Une condition d'isolation est ajoutée pour tenir compte du faible étalement des jets de taus :

$$Et(2 \times 2)/Et(4 \times 4) > c \tag{2.4}$$

où $Et(2 \times 2)$ correspond à l'énergie contenue dans la ROI et $Et(4 \times 4)$ à celle de la ROI plus celle de la zone violette de la figure 2.23.c, et c est un paramètre ajustable.

L'énergie transverse manquante est présente dès le niveau 1 au Run IIb. Elle est calculée en faisant la somme des énergies transverses des tours de *triggers* (électromagnétiques ou hadroniques) qui dépassent strictement le seuil de 1 GeV. L'ICR, plus bruyant, n'est pas pris en compte dans le calcul de l'énergie transverse manquante.
Ce paramètre, qui était déjà implémenté au Run I, avait été retiré pour le Run IIa. Il sera étudié plus en détail dans le chapitre 3.

2.3 Objets physiques utilisés

2.3.1 Les traces et les vertex

Les traces sont reconstruites à partir des informations du CFT et du SMT. La quantité d'information disponible et donc l'efficacité de reconstruction des traces [31], dépend de la région dans laquelle est située la trace :

- ◇ pour $|\eta_{det}| < 1,7$ le maximum d'information du trajectographe est disponible,
- ◇ si $|\eta_{det}|$ est compris entre 1,7 et 2, la trace ne peut pas traverser toutes les couches de fibres scintillantes et la reconstruction s'en trouve affectée,
- ◇ au-delà de $|\eta_{det}| = 2$ seul le SMT peut être utilisé.

Seules les traces de $p_T > 183$ MeV sont reconstruites.

Les vertex sont construits avec les traces de p_T supérieur à 0,5 GeV qui ont au moins deux impacts dans le SMT. Des pseudo-vecteurs sont construits dans un premier temps, qui doivent être séparés d'au moins 2 cm selon l'axe z. Le χ^2 de chacun des pseudo-vertex est calculé à partir des traces. Les traces qui contribuent le plus au χ^2 d'un pseudo-vertex sont alors retirées jusqu'à ce que le χ^2 par degré de liberté (χ^2/ndf) soit inférieur à 10. Les vertex qui ont moins de deux traces sont retirés, les vertex restants formant la liste de vertex primaires de l'événement.

Chaque vertex se voit calculer sa probabilité d'être issu d'une collision secondaire. Le vertex avec la plus petite probabilité devient le vertex principal de l'événement (PV_0).

2.3.2 Les objets électromagnétiques

Les objets électromagnétiques (EM) sont ceux pour lesquels les dépôts d'énergie (comptés dans un cône de rayon $\Delta R = 0,4$) dans les couches électromagnétiques et FH1 du calorimètre dominent largement les dépôts dans les autres couches. Ils correspondent généralement à un électron ou à un photon γ, mais peuvent aussi être dus à une paire de photons issus de la désintégration d'un π^0.

Ils sont discriminés des gerbes hadroniques à l'aide des critères suivants :

- ◇ la fraction de leur énergie dans la partie "électromagnétique" du calorimètre (couches électromagnétiques et couche FH1) , EMF doit être supérieure à 90%

- ◇ leur isolation doit être typiquement de l'ordre de 0,2. L'isolation est définie comme :

$$isolation = \frac{E_{tot}(0,4) - E_{EM}(0,2)}{E_{EM}(0,2)} \tag{2.5}$$

où $E_{tot}(0,4)$ (resp. $E_{EM}(0,2)$) est l'énergie déposée dans le calorimètre (resp. les couches électromagnétiques) dans un cône de rayon $\Delta R = 0,4$ (resp. $\Delta R = 0,2$) autour de l'objet EM.

- ◇ ils doivent avoir une bonne forme de gerbe. Ces formes sont estimées à partir des χ^2 de matrices à 7 ou 8 variables notés H-Matrix7 (HMx7) ou H-Matrix8 (HMx8). Les variables utilisées sont les suivantes : fractions d'énergie dans les 4 couches électromagnétiques, logarithme de l'énergie, largeur en φ et η (non comptée dans HMx7) de la gerbe, position z du vertex. En général HMx7 est utilisé dans la partie CC du calorimètre, alors que HMx8 sert dans les EC. Les coupures telles que $MHx7 < 50$ et $HMx(8) < 75$ sont jugées peu sévères.
- ◇ être disjoint des jets : $\Delta R(EM, jets) > 0.4$
- ◇ être dans l'acceptance du calorimètre électromagnétique : $|\eta_{det}| < 1,1$ ou $1,5 < |\eta_{det}| < 2,4$

2.3.3 Les jets

Les jets sont les objets physiques représentant l'ensemble des particules issues de l'hadronisation d'un quark ou d'un gluon et qui interagissent avec le calorimètre.

Un jet est déclaré "mauvais" s'il ne respecte pas un certain nombre de critères [32]. Ceux-ci peuvent être regroupés sous quelques grandes catégories :

- être confirmé au niveau des tours de *triggers* du niveau 1. En effet à la sortie du calorimètre les signaux électriques sont envoyés à deux électroniques : une électronique de *trigger* L1 et une électronique de lecture de précision. Cette dernière comporte un grand gain, qui fait que des bruits électroniques peuvent dans certaines conditions simuler un dépôt calorimétrique semblable à celui d'objets physiques. La confirmation par le L1 réduit le taux de faux jets générés par l'électronique. La variable utilisée est le rapport du p_T au niveau L1 par le p_T au niveau analyse, $L1_{ratio}$. La valeur minimale pour des bons jets pour ce rapport, est fonction de plusieurs paramètres :
  - ◇ $0,5 < L1_{ratio}$, ou,
  - ◇ $0,35 < L1_{ratio}$, $p_T < 15$ GeV et $1,4 < |\eta|$, ou,
  - ◇ $0,2 < L1_{ratio}$, $p_T \geq 15$ GeV et $3,0 < |\eta|$, ou,

  - $\diamond$ $0,1 < L1_{ratio}$, $p_T < 15$ GeV et $3,0 < |\eta|$
- ne pas avoir une trop grande fraction dans les couches CH du calorimètre, plus bruyante. Les jets créés à tort par cette partie bruyante du calorimètre sont ainsi éliminés. La fraction autorisée dans la partie CH (CHF) dépend de la zone dans laquelle est situé le jet :
  - $\diamond$ $CHF < 0,4$, ou,
  - $\diamond$ $CHF < 0,44$ et $|\eta| < 0,8$ ou,
  - $\diamond$ $CHF < 0,46$ et $1,5 < |\eta| < 2,5$ ou,
  - $\diamond$ $CHF < 0,6$, $0,85 < |\eta_{det}| < 1,25$ et $n90 < 20$ (où $n90$ est le nombre minimal de tours contenant 90% de l'énergie du jet) ou,
- puisque les jets doivent d'abord passer par les couches électromagnétiques avant d'atteindre les couches hadroniques, ils ont un minimum de fraction d'énergie déposée dans la partie électromagnétique du calorimètre. La fraction électromagnétique (EMF) doit satisfaire l'une de ces conditions :
  - $\diamond$ $0,05 < EMF$, ou,
  - $\diamond$ $0,04 < EMF$ et $|\eta| < 2,5$, ou,
  - $\diamond$ $0,03 < EMF$ et $1,1 < |\eta_{det}| < 1,4$, ou,
  - $\diamond$ pas de coupure si $|\eta_{det} - 1.25| + 0,40.(\sigma_\eta - 0.1) < 1,3$, où σ_η est la largeur maximale du jet selon η. Cette absence de coupure en EMF est faite sur les jets peu étalés tombant dans les zones du calorimètre faiblement pourvues en couches électromagnétiques.

Les jets sont corrigés de l'échelle d'énergie des jets (*Jet Energy Scale* ou JES) qui doit tenir compte de plusieurs effets :

$$E_{det} = E_{ptcl}.R.S + O \tag{2.6}$$

où E_{ptcl} est l'énergie de la particule incidente et E_{det} l'énergie détectée. O (pour *Offset*) est l'énergie dans le cône du jet mais non associée à l'interaction dure (bruit de l'uranium, empilement avec les croisements de faisceaux précédents, autres interactions $p\bar{p}$). R est la réponse du calorimètre, elle dépend en particulier de η^{jet}. S (pour *Showering*) exprime la fraction d'énergie du jet qui a été déposée en-dehors du cône et qui n'est donc pas comptée dans E_{det}.

Les jets de la simulation subissent des corrections supplémentaires décrites dans la section 2.4.3.

2.3.4 Les muons

Les muons sont reconstruits jusqu'à une valeur de pseudo-rapidité de 2 en utilisant les spectromètres à muons (section 2.2.7) et les détecteurs de

traces (sections 2.2.2 et 2.2.3). Différents critères de qualité peuvent être définis [33, 34] selon le nombre de coups comptés dans le spectromètre à muons. Nous donnons ici seulement le critère dit *medium* car c'est celui qui sera utilisé dans les chapitres suivants, et parce qu'il donne une bonne idée de la complexité de l'élaboration des critères de qualité.

Un muon est dit *medium* s'il satisfait un des trois ensembles de conditions suivants :

- ◇
  1. au moins deux coups dans les chambres à fils des couches A,
  2. un coup dans les scintillateurs des couches A,
  3. au moins deux coups dans les chambres à fils des couches B et C
  4. au moins un coup dans les scintillateurs des couches B et C

- ◇
  1. au moins un coup dans les scintillateurs des couches B et C,
  2. au moins deux coups dans les chambres à fils des couches B et C,
  3. une trace associée
  4. dans le bas du détecteur (octants 5 et 6 et $|\eta_{det}| < 1,6$)

- ◇
  1. au moins deux coups dans les chambres à fils des couches A,
  2. un coup dans les scintillateurs des couches A,
  3. une trace associée
  4. dans le bas du détecteur (octants 5 et 6 et $|\eta_{det}| < 1,6$)

Les deux derniers ensembles de conditions étant destinés à pallier le manque de couverture de détection dans la partie basse du spectomètre à muons.

On définit de plus un muon comme étant **isolé** s'il a $EtHalo < 2,5$ GeV et $EtTrkCone5 < 2,5$ GeV, avec les définitions suivantes :

$$EtHalo = E_T(\Delta R = 0,4) - E_T(\Delta R = 0,1) \tag{2.7}$$

où $E_T(\Delta R)$ est l'énergie transverse contenue dans le calorimètre dans un cône de rayon ΔR autour du muon, CH non inclu. $EtTrkCone5$ est la somme des impulsions des traces contenues dans un cône de rayon $\Delta R = 0,5$ autour du muon, trace du muon exclue. Seules les traces dont le paramètre d'impact est à moins de 2 cm en z de celui du muon sont utilisées.

2.3.5 L'énergie transverse manquante

Sur les collisionneurs hadroniques, à cause du caractère composite des particules entrant en collision, l'énergie de la collision dure n'est pas connue.

La seule variable qui peut indiquer qu'une particule (par exemple un neutrino ou un neutralino) a échappé à la détection est un manque dans le bilan énergétique dans le plan transverse au faisceau.

L'implémentation du concept d'énergie transverse manquante ($\not\!\!E_T$) est cependant d'une grande complexité puisqu'il dépend de la connaissance de chacun des objets présents dans les événements. Il fait ainsi appel à l'utilisation de la quasi-totalité des détecteurs disponibles sur DØ, et est donc tributaire de leurs dysfonctionnements.

La première étape du calcul de la $\not\!\!E_T$ [35] est la somme vectorielle (METD) des énergies transverses de toutes les cellules d'énergies positives et appartenant aux couches EM et FH du calorimètre ainsi qu'à l'ICD et au MG. Les couches du CH trop bruyantes ne sont pas incluses dans ce calcul.

$$\overrightarrow{METD} = - \sum_{cells \in \{\text{EM, FH, ICD, MG}\}} \overrightarrow{E_T^{cell}} \tag{2.8}$$

Les énergies transverses E_T^{cell} sont calculées en prenant comme origine le vertex primaire principal (PV0) de l'événement. Si les algorithmes de reconstruction se trompent sur l'identité de PV0 la $\not\!\!E_T$ peut être mal estimée. Les cellules chaudes du calorimètre sont retirées de ce calcul sous peine de fortement biaiser la $\not\!\!E_T$ [36, 37, 38].

Sont ensuite transmises à la $\not\!\!E_T$ les corrections apportées par la calibration des objets EM et des jets : $\Delta\not\!\!E_{T\ EM}$ et $\Delta\not\!\!E_{T\ JES}$. $\Delta\not\!\!E_{T\ EM}$ est la somme vectorielle des corrections des impulsions transverses des objets EM :

$$\overrightarrow{\Delta\not\!\!E_{T\ EM}} = \sum_{i \in EM} (p_T^{old}{}_i - p_T^{new}{}_i)\overrightarrow{n}_i \tag{2.9}$$

avec n_i la direction de l'impulsion de l'objet EM i, et $p_T^{old}{}_i$ et $p_T^{new}{}_i$ les impulsions transvserses de cet objet EM avant et après application de la calibration. La correction liée à l'énergie des jets, $\Delta\not\!\!E_{T\ JES}$, est construite selon le même principe :

$$\overrightarrow{\Delta\not\!\!E_{T\ JES}} = \sum_{i \in jets} (p_T^{old}{}_i - p_T^{new'}{}_i)\overrightarrow{n}_i \tag{2.10}$$

$p_T^{new'}{}_i$ est l'impulsion du jet i corrigée partiellement. En effet les termes de *showering* (S) et d'*offset* (O) tels que définis à la section 2.3.3, et qui traduisent l'activité intrinsèque du calorimètre et l'énergie du jet déposée endehors du cône utilisé par l'algorithme de reconstruction des jets, sont déjà inclus dans $METD$. Enfin, les cellules du CH appartenant à des jets sont intégrées dans le calcul de la $\not\!\!E_T$ dans un terme nommé $\Delta\not\!\!E_{T\ CH}$ et ne sont donc pas incluses dans le terme $\Delta\not\!\!E_{T\ JES}$.

L'ensemble des corrections apportées à la $\not\!\!E_T$ calorimétrique peut être résumée ainsi :

$$\begin{aligned} \overrightarrow{METBCORRCALO} &= \overrightarrow{METD} + \overrightarrow{\Delta\not\!\!E_{T\ EM}} \\ &+ \overrightarrow{\Delta\not\!\!E_{T\ JES}} + \overrightarrow{\Delta\not\!\!E_{T\ CH}} \end{aligned} \tag{2.11}$$

Les muons n'étant pas arrêtés par le calorimètre, sont responsables de création de $\not\!\!E_T$ du point de vue calorimétrique. Leurs impulsions sont donc retirées à la $\not\!\!E_T$:

$$\overrightarrow{METBCORRCALOMU} = \overrightarrow{METBCORRCALO} - \sum_{i \in muons} (\overrightarrow{p_T}^i - \overrightarrow{E_{T\,calo}}^i) \tag{2.12}$$

les muons étant de qualité *medium*. Le terme ${E_{T\,calo}}^i$ correspond à l'énergie qui a été perdue par le muon i dans le calorimètre et qui est donc déjà comptée dans $METBCORRCALO$.

Enfin, une dernière expression de la $\not\!\!E_T$ peut être définie et c'est celle-ci qui sera utilisée dans l'analyse de recherche du sbottom. Il s'agit du minimum de $METBCORRCALO$ et $METBCORRCALOMU$ nommé $MINMET$. L'intérêt de choisir $MINMET$ est d'éviter de prendre $METBCORRCALOMU$ en présence de "faux" muons (par exemple d'origine cosmique) ce qui augmenterait fortement la $\not\!\!E_T$ moyenne une fois que ces muons seraient inclus dans le calcul de la $\not\!\!E_T$. $MINMET$ tient donc compte des muons, tout comme $METBCORRCALOMU$, mais n'est pas sensible aux muons cosmiques qui pourraient créer de la fausse $\not\!\!E_T$.

2.4 La simulation

2.4.1 La chaîne de simulation

La simulation est un élément important dans les analyses en ce qu'elle autorise, sous réserve qu'elle soit validée, une prédiction des quantités et des formes des bruits de fond et des signaux recherchés. La simulation des données est effectuée en plusieurs étapes : génération du processus physique désiré à l'aide du générateur adapté (`ALPGEN`, `PYTHIA`, `CompHep`,...), hadronisation des partons et événement sous-jacent (`PYTHIA`), interactions des particules avec les détecteurs (`d0gstar`) dont la simulation est basée sur `GEANT-3` [39] et reconstitution de la chaîne d'éléctronique de DØ (`d0sim`). Ensuite les données simulées sont passées dans la même chaîne de traitement que les données réelles collectées auprés du détecteur (`d0reco`). On remarquera que la simulation n'inclut pas d'émulation du système de déclenchement. Les analyses

devront donc se placer sur les plateaux d'efficacité maximale des *triggers* qu'elles utilisent ou être capables de paramétrer leurs effets.

2.4.2 Les générateurs

`PYTHIA` [**40**] est un générateur donnant accès aux processus du Modèle Standard (Higgs compris) et des modèles allant au-delà (supersymétrie, leptoquarks,...). Basé sur des éléments de matrice au premier ordre (*Leading Order*, LO), il est utilisé principalement pour décrire des processus $2 \to 2$ et $2 \to 1 \to 2$. Il est de plus capable de générer des radiations supplémentaires de gluons et leur transformation en gerbes de partons (*Parton Shower, PS*).

`CompHEP` [**41**] génère les processus du Modèle Standard et supersymétriques à l'aide d'éléments de matrice LO provenant directement des lagrangiens. Il autorise les productions de type $2 \to N$, la partie gérant l'hadronisation étant laissée à `PYTHIA`.

`ALPGEN` [**42**] permet la génération, sur la base d'élément de matrice LO, de processus accompagnés d'un certain nombre de partons radiés, notés *lp* pour *light parton* (processus de type $2 \to N$). Sont inclus des processus du type "production d'un boson W se désintégrant en leptons, accompagné de deux partons". Ces partons sont "durs" c'est-à-dire qu'ils satisfont une impulsion transverse et un écart angulaire avec le parton orginel minimaux. L'espace de phase manquant, dans lequel il existe des partons "mous", est fourni par `PYTHIA` qui ajoute des radiations "molles" et leur décroissance en gerbes (PS) aux partons générés par `ALPGEN`. Ces radiations pouvent être rajoutées avant la collision dure (*Initial State Radiation, ISR*) ou après (*Final State Radiation, FSR*).

Les productions `ALPGEN` sont générées de manière inclusive (*incl*) ou exclusive (*excl*) selon qu'on autorise ou pas `PYTHIA` à occuper l'espace des radiations dures. Pour avoir une bonne simulation d'un processus jusqu'à N jets, il faut générer le processus de 0 à N-1 jets de manière exclusive et générer le processus à N jets de façon inclusive.

La méthode dite de *matching* permet de contrôler l'occupation de l'espace des phases par `ALPGEN` et `PYTHIA` et aussi d'éviter le double comptage. Elle est appliquée après l'étape de radiation (*showering*) et avant l'hadronisation. La prescription MLM qui est utilisée dans DØ pour faire le *matching* est la suivante [43] :

- ◇ tout parton généré par `ALPGEN` doit être associé à un jet,
- ◇ un jet ne peut pas être associé à deux partons d'`ALPGEN` différents,

◇ un jet peut ne pas être associé à un parton d'ALPGEN si la production est faite de manière inclusive.

Un jet est considéré comme tel s'il a une énergie transverse E_T^{clus} suffisante dans un cône de rayon ΔR^{clus}. Le *matching* se fait en mesurant les variables $\Delta R^{matching}$ entre les directions des partons et celles des jets. Les détails sur les valeurs de ces paramètres utilisés par DØ seront donnés dans la section 4.1.

De nombreuses analyses, et en particulier celle cherchant le quark bottom scalaire, nécessitent d'avoir une bonne simulation de la production des saveurs lourdes c et b accompagnant la production de bosons électrofaibles. Il est donc possible de demander explicitement que les partons durs soient des saveurs lourdes, et ainsi accéder aux éléments de matrice correspondants. Il faut alors, pour pouvoir mélanger les différentes productions sans faire de double comptage, ôter les saveurs lourdes dans les productions inclusives de saveurs ALPGEN+PYTHIA et changer les sections efficaces en conséquence. À titre d'exemple, les productions qu'il faut ajouter pour avoir une bonne simulation du processus $Z(\nu\bar{\nu}) + jets$ sont présentées dans le tableau 2.1

$Z \rightarrow \nu\nu + ...$	Modifications à apporter
0, 1, 2, 3, 4 *lp excl* 5 *lp incl*	ôter les événements avec des jets de c provenant des éléments de matrice, et de c et b provenant des PS
$c\bar{c}$ + 0, 1, 2 *lp excl* $c\bar{c}$ + 3 *lp incl*	-
$b\bar{b}$ + 0, 1, 2 *lp excl* $b\bar{b}$ + 3 *lp incl*	ôter les événements avec des jets de c provenant des PS

TAB. 2.1 – Productions ALPGEN et corrections à apporter pour une bonne simulation, saveurs lourdes comprises, du processus Z en neutrinos. *lp* (*light parton*) est l'acronyme utilisé pour désigner le nombre de partons ajoutés au processus.

Une telle complexité est justifiée par la bonne prédiction attendue des corrélations entre les variables, et en particulier pour les différences d'angles entre les jets.

Une présentation plus détaillée du fonctionnement des générateurs Monte Carlo pourra être trouvée dans [44].

2.4.3 Corrections apportées aux jets simulés

La résolution des jets est meilleure dans la simulation que dans les données. Une méthode, nommée **JSSR** (pour *Jets Smearing, Shifting and Removing*) a été dévoloppée au sein de la collaboration pour ajuster l'énergie

des jets simulés à celle des données [45, 46].

Sans entrer dans les détails, la méthode est basée sur la comparaison entre données réelles et simulées de lots γ+jet et $Z \rightarrow ee$+jet. Dans ces lots, la résolution sur l'impulsion du γ ou du Z est bien meilleure que celle sur les jets et peut servir de référence. On peut alors estimer la quantité ΔS (Fig. 2.24) :

$$\Delta S = \frac{{E_T}^{jet} - {E_T}^{\gamma/Z}}{{E_T}^{\gamma/Z}} \tag{2.13}$$

reflétant la résolution sur les jets, dans les données et dans la simulation pour différents intervalles en énergie et en pseudo-rapidité. La résolution étant évaluée, l'impulsion des jets de la simulation peut alors être dégradée (*Smearing*), voire subir un décalage (*Shifting*). Les jets dont l'impulsion transverse finale est inférieure à 13 GeV ne sont plus considérés (*Removing*).

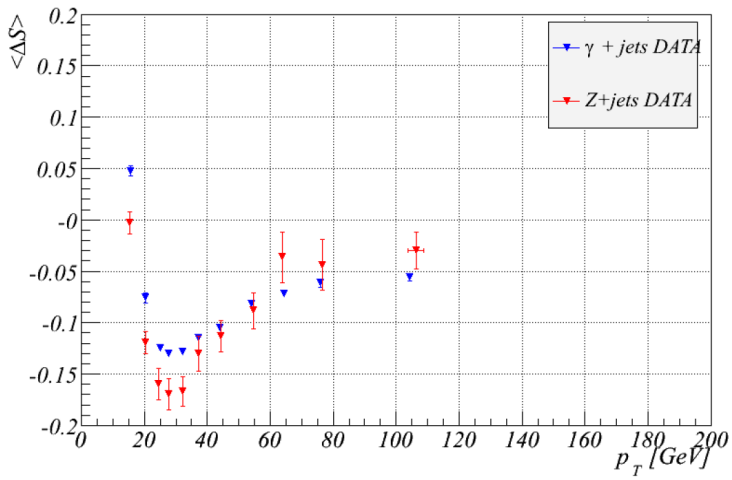


FIG. 2.24 – Valeurs moyennes de ΔS en fonction de ${p_T}^{jet}$ pour des lots Z+jets (en rouge) et γ+jets (en bleu).

Une erreur systématique est estimée en partie par comparaison entre les lots γ+jet et $Z \rightarrow ee$+jet. On notera que le lot γ+jet bénéficie d'une statistique importante mais qui est contaminée de façon non négligeable par des événements multijet. *A contrario* le lot $Z \rightarrow ee$+jet est d'une grande pureté mais d'une faible statistique. Qui plus est, γ+jet est plutôt formé d'un jet de quark alors que ce sont généralement des gluons qui composent le jet du lot $Z \rightarrow ee$+jet.

Les analyses peuvent ne pas utiliser la partie *Shifting* qui est plus délicate à utiliser (en particulier en ce qui concerne sa propagation à la $\not\!\!E_T$), la méthode sera alors nommée **JSR**.

Lorsque l'ensemble des corrections sont appliquées (**JSSR**), l'échelle d'énergie des jets dans la simulation n'est plus absolue mais devient relative par rapport aux données. Les erreurs systématiques sont alors plus faibles que dans le cas de **JSR**.

2.5 Qualité des données et bruits expérimentaux

De façon à n'utiliser dans les analyses que des événements dont la qualité de prise de donnée est suffisamment bonne, un certain nombre de critères sont définis pour rejeter des périodes de prise de données ou des événements.

2.5.1 Sélection par période de prise de données

Le premier moyen pour avoir des données de qualité est de retirer des données les périodes où les détecteurs ont eu des dysfonctionnements. Par exemple pour le calorimètre, on peut identifier ces périodes par un dépôt d'énergie moyen important ou une direction prilivégiée de la $\not\!\!E_T$ (signe de la présence d'une cellule chaude). On élimine ainsi des *runs* complets ou des périodes plus restreintes à l'aide des *lbn* (Sec. 2.2.9).

2.5.2 Sélection événement par événement

On peut ensuite procéder à une sélection plus fine, événement par événement, en retirant les événements pathologiques. On donne ci-dessous une liste des principaux bruits indentifiés qui font l'objet d'une recherche systématiques [47] au niveau de la calorimétrie.

Empty crate Les données qui sortent du calorimètre transitent par 12 châssis (*crates*) de convertisseurs analogique/digital appelés *ADC*. Lorsqu'un problème de lecture survient à l'un de ces convertisseurs, la lecture des données lui étant associée devient impossible, les "fichiers" sont vides. Le taux d'occupation de chaque convertisseur est surveillé, et les événements dont l'un des châssis a une occupation nulle sont rejetés.

Ring of fire À cause du manque de place dans la région intercryostat, la haute tension alimentant les couches EM du calorimètre est apportée par une électrode circulaire. Lorsque celle-ci est touchée par un bruit extérieur, un dépôt d'énergie fictif est perçu pour toutes les cellules d'une même couche

et d'une même pseudo-rapidité. Un événement typique est représenté sur la figure 2.25. Durant l'arrêt de 2003, le câble à l'origine du bruit a été remplacé, et ce bruit est devenu beaucoup moins fréquent.

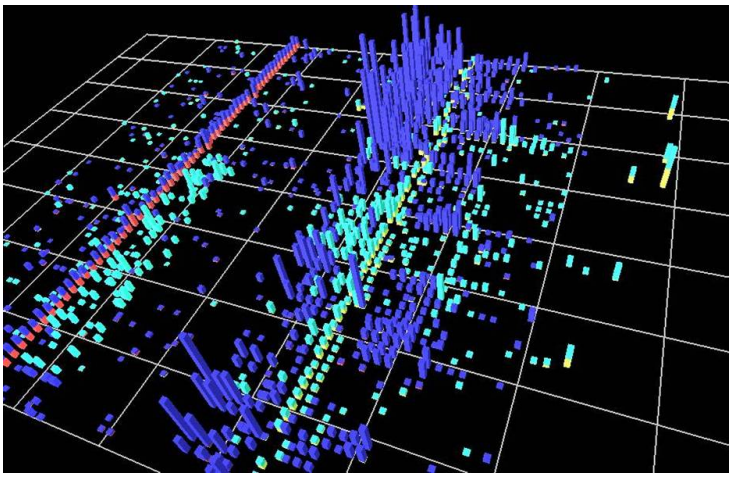


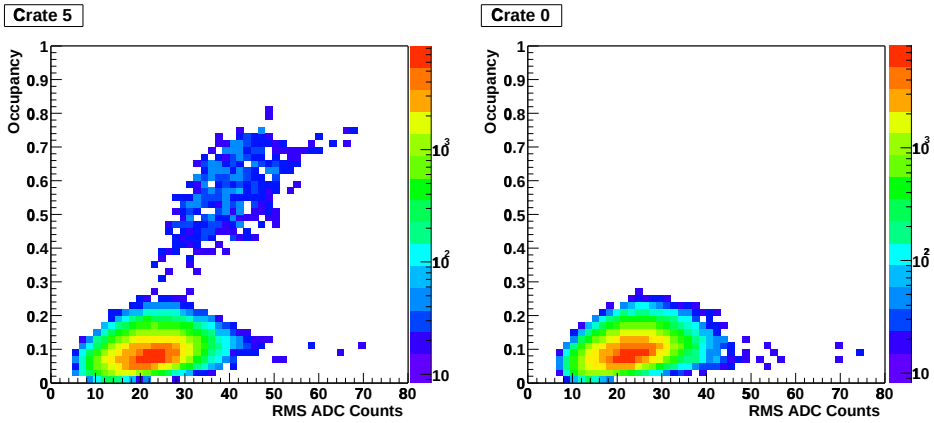
FIG. 2.25 – Exemple d'événement affecté par le bruit *ring of fire*. Le plan (x, y) correspond aux coordonnées (η, φ) du calorimètre. L'axe z est la valeur absolue des tours électromagnétiques du calorimètre.

Noon noise Certains châssis liés au calorimètre étaient sujets à une grande occupation, en particulier aux environs de midi, d'où le nom. La figure 2.26 montre les données d'un châssis affecté par le bruit en vis-à-vis avec un châssis avec un comportement normal. Les événements avec une occupation supérieure à 0,35 sont retirés.

Coherent noise Ce bruit qui consiste en un décalage cohérent des piédestaux de toutes les cellules liées à un ou plusieurs convertisseurs ADC, est peu compris. Un événement qui est identifé *Coherent noise* par une relativement grande occupation associée à une faible largeur de la distribution du nombre de coups d'ADC, est rejeté.

L'une des conséquences de ce bruit est la génération de faux jets. Heureusement, dans le cas où l'événement n'est pas identifié comme pathologique, ces jets ne sont généralement pas confirmés par le niveau L1 du système de déclenchement (voir les critères de sélections des jets, section 2.3.3).

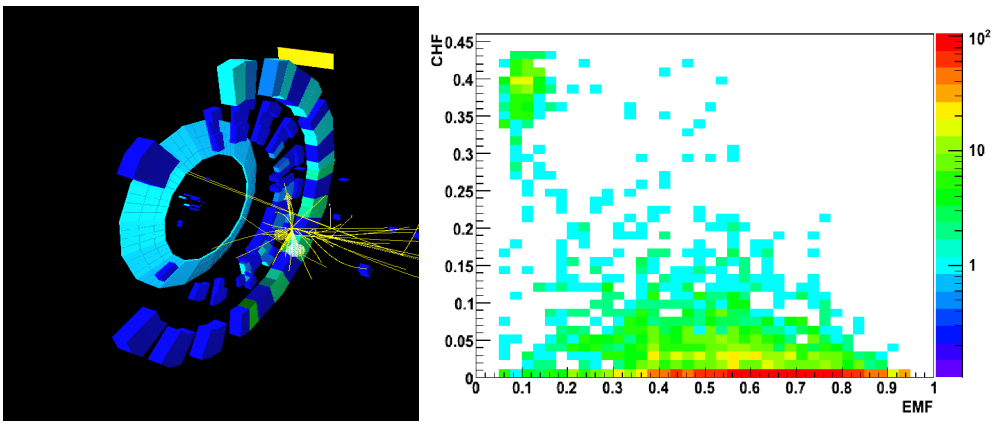
Spanish Fan En juin 2006, un bruit affectant les cellules du calorimètre dans la région $0,7 < |\eta_{det}| < 0,8$ a été trouvé et nommé *spanish fan* à



(a) (b)

FIG. 2.26 – Occupation d'un châssis en fonction de la largeur de sa distribution de nombre de coups d'ADC pour un châssis touché par le *noon noise* (a) et un châssis au comportement normal (b).

cause de sa forme (Fig. 2.27.a). Créant de faux jets et une grande quantité d'énergie manquante, il est particulierement important pour des analyses comme celle de recherche du sbottom de retirer les événements affectés. Il est heureusement très facile à identifier à l'aide des fractions électromagnétique et hadronique des jets (Fig. 2.27.b).



(a) (b)

FIG. 2.27 – (a) Exemple d'événement affecté par le bruit *spanish fan*. Les cellules du calorimètre sont en bleu clair, bleu foncé ou vert, l'ICD est représenté par une section de cône en bleu clair. (b) Fraction de l'énergie dans le CH (CHF) en fonction de la fraction électromagnétique (EMF) pour des jets tels que $0,7 < |\eta_{det}| < 0,8$. La "tache" dans la région EMF$< 0,3$ et CHF> 0.3 est due au bruit *spanish fan*.

Chapitre 3

Études sur l'énergie transverse manquante au niveau 1 du système de déclenchement

Contents

3.1 L'énergie transverse manquante au L1 66
3.1.1 Définitions : L1MET et OFFMET 66
3.1.2 Comportement de L1MET 67
3.1.3 Effet de la discrétisation 73
3.2 Impact des calibrations des tours de triggers . . 74
3.2.1 Sélection 74
3.2.2 Principe de la calibration 74
3.2.3 Impact qualitatif de la calibration 74
3.2.4 Impact quantitatif de la calibration 74
3.3 1^{er} resultat sur la paramétrisation de la L1MET 79
3.3.1 Introduction 79
3.3.2 Paramétrisation de l'efficacité du *trigger*, application au canal $W \to e\nu$ 79
3.3.3 Impact de la topologie sur la paramétrisation . . . 84

Durant l'arrêt du Tevatron du début de l'année 2006, le niveau 1 du système de *trigger* du calorimètre (L1CAL) a été profondément modifié (voir section 2.2.11). En particulier à partir de juin 2006, date de redémarrage du Tevatron, il a été possible de déclencher sur la "présence" d'énergie transverse manquante dès le niveau L1 du calorimètre. La partie qui va suivre fait l'objet d'une note interne [48] et porte sur le travail de certification de cette nouvelle quantité. Quantité ensuite largement utilisée pour mettre à jour les *triggers* pour la recherche du boson de Higgs dans le canal $HZ \rightarrow b\bar{b}\nu\bar{\nu}$ ou de la supersymétrie.

3.1 L'énergie transverse manquante au L1

3.1.1 Définitions : L1MET et OFFMET

L1MET

L'introduction de l'énergie transverse manquante au niveau 1 (L1) du système de déclenchement (L1MET) a permis de créer de nouveaux *triggers* plus efficaces. Le nouveau *trigger* dédié à la recherche du sbottom et du boson de Higgs, mis en place pour le commencement du Run IIb, inclut en particulier un terme avec L1MET. Des études [49] ont montré que ce nouveau *trigger* permet, à luminosité instantanée identique, d'avoir la même efficacité de sélection du signal (environ 93% au L1 pour le signal $m_{\tilde{b}} = 155$ GeV et $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 75$ GeV) une fois les coupures de présélection d'analyse appliquées, tout en réduisant le taux de déclenchement de ce *trigger* par un facteur deux. Les nouveaux *triggers* du Run IIb ont ainsi la capacité de travailler à plus grande luminosité instantanée, sans être saturés, tout en gardant ou améliorant leur efficacité de sélection du signal.

L1MET est construite à partir des tours de *triggers* du niveau L1 comme décrit à la section 2.2.11. Trois seuils de coupures sont possibles, 16, 20 et 24 GeV, historiquement nommés CSWMET(15), CSWMET(20) et CSWMET(25). L1MET est définie comme la somme vectorielle des énergies transverses des tours L1 électromagnétiques et hadroniques. De façon à réduire le bruit dû à l'électronique et aux événements des collisions molles, seules les tours ayant une énergie supérieure à 1 GeV sont prises en compte dans le calcul [49]. De même, les tours correspondant à l'ICD et au MG (Sec. 2.2.6) ne sont pas incluses dans le calcul, car bruyantes. Le détail de l'algorithme est donné dans l'annexe A.

OFFMET

Étudier et valider une variable appartenant à un système de déclenchement se fait en général par comparaison avec une variable d'analyse. Celle-ci présente en effet l'avantage d'être bien calibrée et d'être corrigée des divers biais introduits par l'imperfection des détecteurs. Dans le cas des études sur L1MET, l'utilisation de la $\not\!\!E_T$ telle que définie au niveau des analyses de physique (METBCORRCALO, METBCORRCALOMU ou MINMET, Sec. 2.3.5) a cependant semblé peu appropriée. L1MET diffère, en effet, de ces quantités par quelques points qui peuvent introduire un biais significatif :

- ◇ au niveau L1, le calcul de l'énergie transverse des tours de *triggers* suppose que la collision se produit au centre du détecteur. *A contrario*, dans les analyses, la $\not\!\!E_T$ est calculée en utilisant comme référence le vertex primaire le plus probable, déterminé à partir des traces reconstruites. De plus les $\not\!\!E_T$ des analyses prennent rigoureusement en compte la position de chaque cellule, alors que pour L1MET les paramètres η et φ des cellules s'approximent en ceux de la tour de *trigger* à laquelle elles appartiennent.
- ◇ les couches CH du calorimètre, l'ICD et les MG entrent dans le calcul des $\not\!\!E_T$ des analyses et pas dans celui de L1MET.

Dans le but de se rapprocher de ce qui est fait au niveau L1, une nouvelle variable a été définie : OFFMET, calculée dans le cadre de la reconstruction hors-ligne (*off-line*). Les cellules *off-line* du calorimètre sont assemblées en tours selon la même géométrie que les tours de *triggers*. Les énergies de ces tours sont calculées en sommant l'énergie des cellules et en utilisant les coordonnées η et φ des tours de *triggers* et non pas les coordonnées propres des cellules. OFFMET est alors calculée avec ces "tours de *triggers off-line*", seules les tours dont l'énergie transverse dépasse 1 GeV étant prises en compte.

3.1.2 Comportement de L1MET

La nouvelle variable OFFMET est-elle pertinente pour étudier L1MET ? Comment L1MET et OFFMET sont-elles corrélées ? Pour répondre à ces questions et se faire une idée sur ces variables qui n'étaient pas employées au Run IIa, diverses études ont été réalisées sur des données collectées avec des *triggers* liés aux muons (pour s'affranchir d'un biais éventuel lié au calorimètre), et dont les événements bruyants ont été ôtés[1].

[1]Les bruits suivants ont été ôtés des données : *empty crate*, *ring of fire*, *noon noise* et *coherent noise* (Sec. 2.5).

L1MET en fonction de METBCORRCALO (défini à la section 2.3.5) est intéressant à observer (Fig. 3.1), même si l'on s'attend à de notables différences de comportement (voire la section 3.1.1), car la $\not\!\!E_T$ des analyses est très proche de METBCORRCALO. L1MET est bien corrélé avec METBCORRCALO, même si les différences entre les définitions des deux variables entrainent comme attendu une certaine décorrélation entre elles. On observe que L1MET a tendance à avoir en moyenne des valeurs plus grandes que METBCORRCALO.

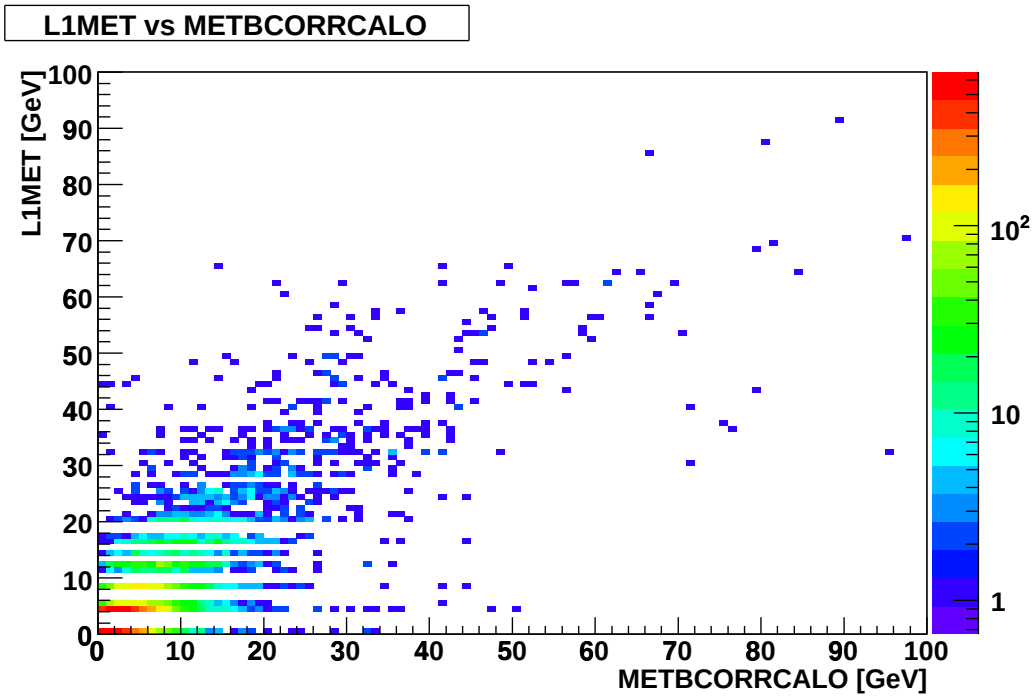


FIG. 3.1 – L1MET en fonction de METBCORRCALO pour un lot d'événements où L1MET est calibrée (Sec.3.2).

L1MET en fonction de OFFMET est représenté dans la figure 3.2. On note une forte corrélation et ce, d'autant plus que la $\not\!\!E_T$ est grande. Il apparaît clairement que OFFMET est une variable *off-line* plus adaptée à l'étude de L1MET que METBCORRCALO. La quantification de L1MET (voir annexe A) qui génère les "bandes" de points des figures 3.1 et 3.2 donne à L1MET un comportement spécifique qui sera décrit dans la suite de ce chapitre.

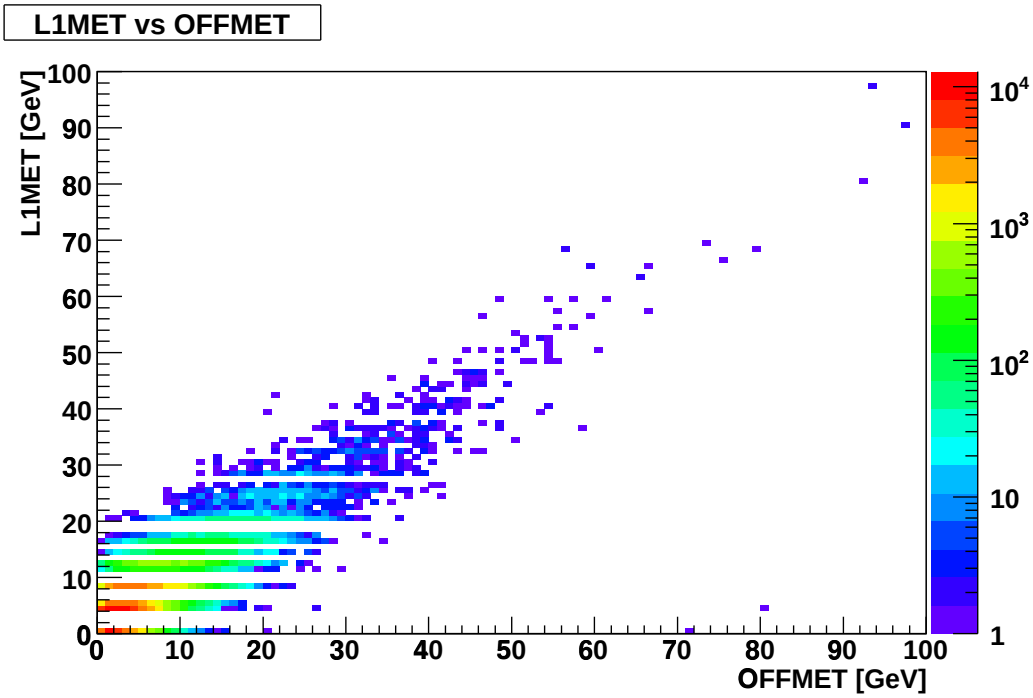


FIG. 3.2 – L1MET en fonction de OFFMET. Les points à basses valeurs de L1MET et grandes valeurs de OFFMET (∼70-80 GeV) correspondent soit à des tours du niveau L1 en panne, soit à des tours hors-ligne bruyantes.

Le rapport $\frac{L1MET}{OFFMET}$ (Fig. 3.3) montre que lorsque L1MET n'est plus dominé par le bruit, les valeurs de OFFMET et L1MET concordent : la distribution est piquée à 1.

Le profil de ce rapport en fonction de OFFMET est présenté sur la figure 3.4.a. Il apparaît nettement que le rapport tend vers 1 dès qu'OFFMET est supérieur à 6 GeV.

L'écart angulaire $\Delta\varphi(OFFMET, L1MET)$. OFFMET et L1MET étant des sommes vectorielles, on peut définir un écart angulaire $\Delta\varphi(OFFMET, L1MET)$ entre OFFMET et L1MET. La figure 3.5 indique que lorsque L1MET est assez grand, les vecteurs OFFMET et L1MET sont alignés puisque $\Delta\varphi(OFFMET, L1MET)$ tend vers 0. La tendance est confirmée par le profil de cet écart angulaire en fonction de OFFMET (Fig. 3.4.b).

Toutes ces distributions démontrent que OFFMET est un bon estimateur de L1MET dès que la valeur de la $\not\!\!E_T$ devient significative devant le bruit.

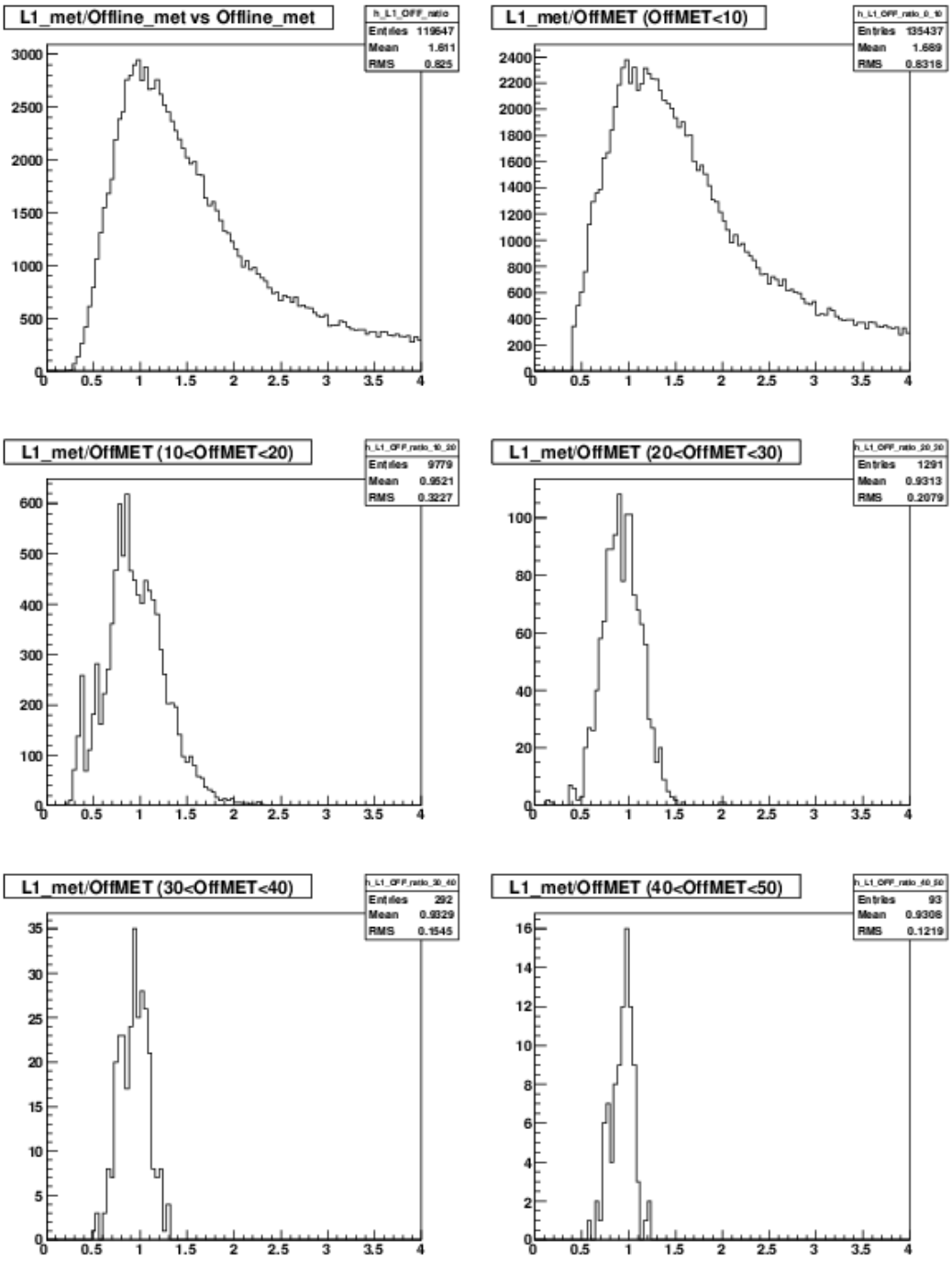
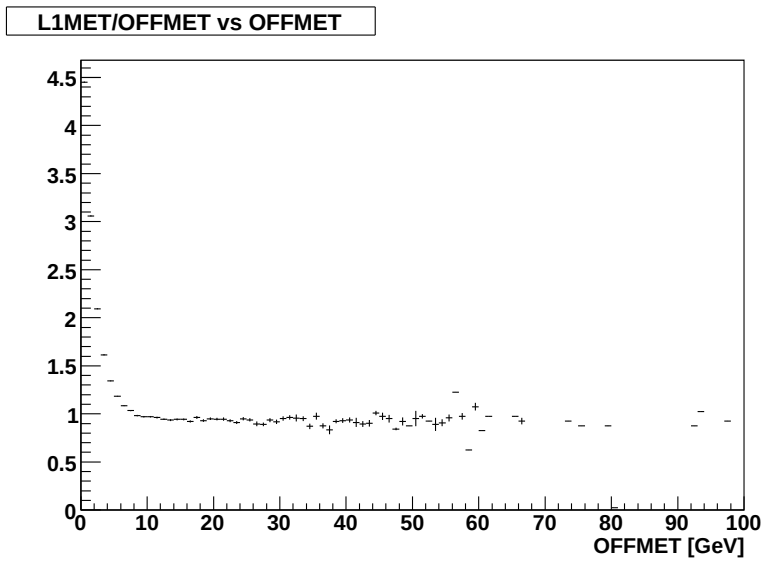
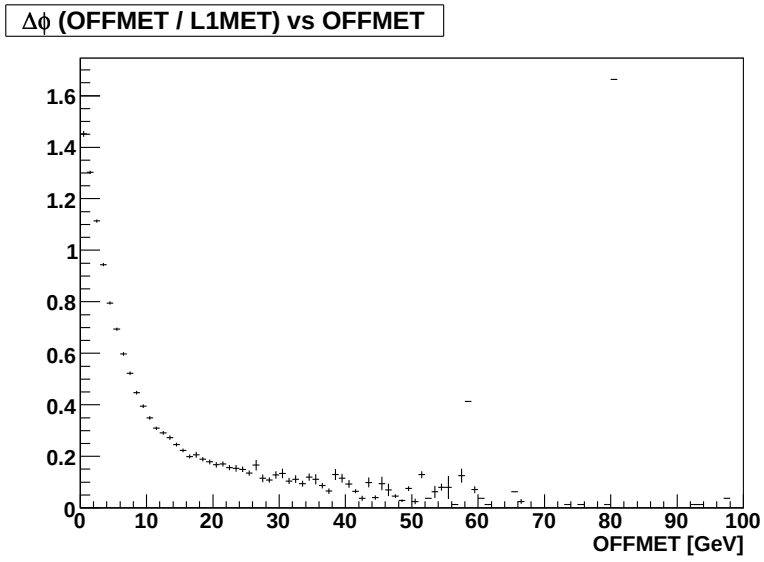


FIG. 3.3 – Distribution du rapport $\frac{L1MET}{OFFMET}$ pour tous les événements, figure en haut à gauche. Ce même rapport est présenté pour différents intervalles de valeurs de OFFMET : $[0, 10]$, $[10, 20]$, $[20, 30]$, $[30, 40]$ et $[40, 50]$ GeV dans les autres figures.



(a)



(b)

FIG. 3.4 – (a) Valeur moyenne du rapport $\frac{L1MET}{OFFMET}$ en fonction de OFFMET. (b) Valeur moyenne de l'écart angulaire $\Delta\varphi(OFFMET, L1MET)$ en fonction de OFFMET. Pour les deux figures, les points s'écartant de la tendance autour de 80 GeV en OFFMET sont dus à la présence d'une tour hors-ligne chaude ou à la panne d'une tour au niveau L1 (Fig. 3.2).

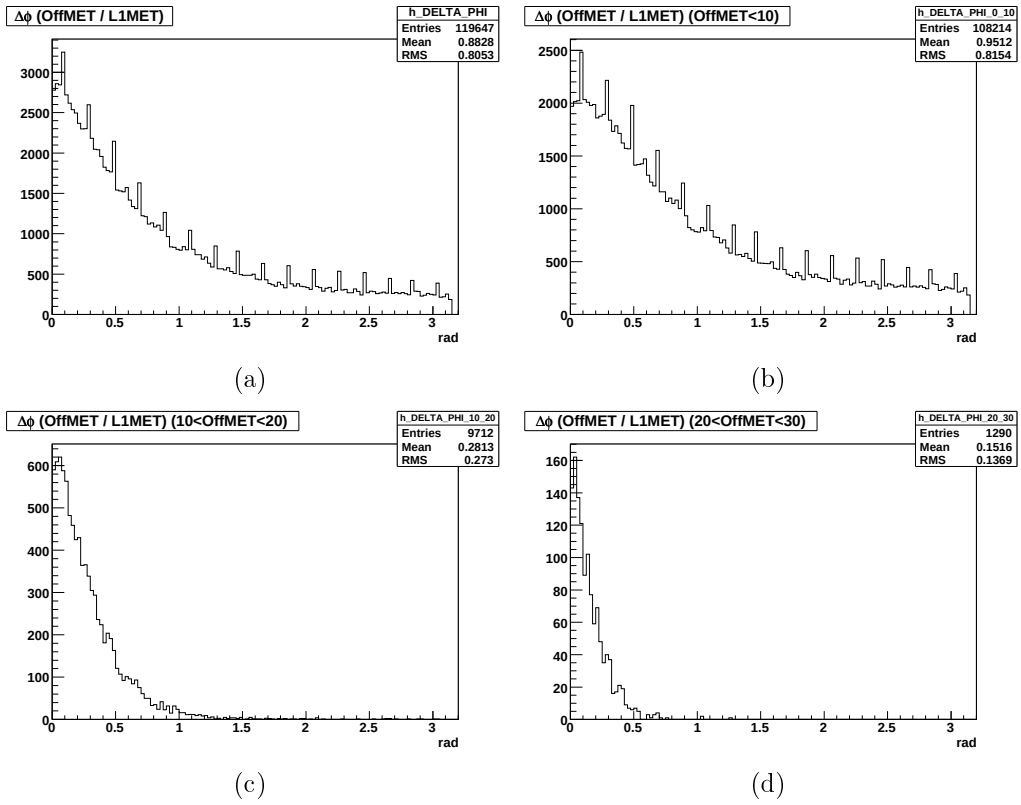
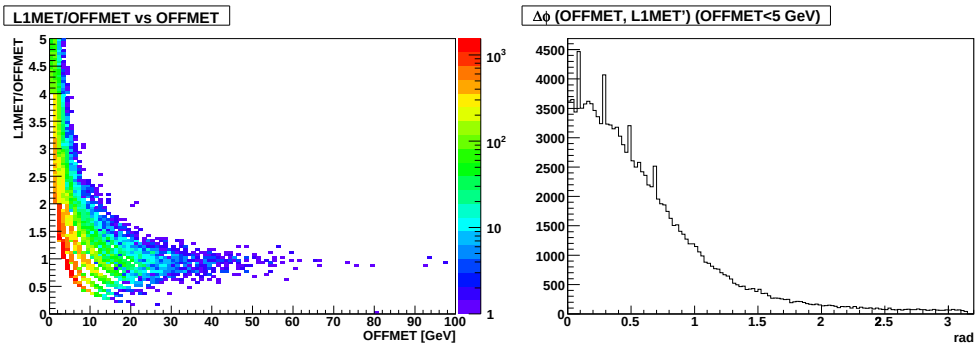


FIG. 3.5 – (a) Écart angulaire $\Delta\varphi(OFFMET, L1MET)$ pour tous les événements. Cette même grandeur est présentée pour différents intervalles de OFFMET : (b) $[0, 10]$, (c) $[10, 20]$ et (d) $[20, 30]$ GeV.

3.1.3 Effet de la discrétisation



(a) (b)

FIG. 3.6 – (a) Rapport $\frac{L1MET}{OFFMET}$ en fonction de OFFMET (en GeV). (b) Écart angulaire $\Delta\varphi(OFFMET, L1MET')$ en radians pour des valeurs de OFFMET inférieures à 5 GeV, où L1MET' est obtenu en discrétisant OFFMET.

On remarquera la présence de petits pics sur certaines distributions précédentes. Par exemple dans la figure 3.3, pour OFFMET compris entre 10 et 20 GeV (figure au milieu à gauche), le rapport $\frac{L1MET}{OFFMET}$ semble composé de plusieurs pics, centrés à environ $0,3$, $0,4$, $0,8$ et $1,2$. Ces pics ne sont pas dus à des problèmes de calibration mais sont la conséquence du caractère discret des valeurs de L1MET. La figure 3.6.a, représentant le rapport en fonction de OFFMET, illustre ce phénomène : la distribution n'est pas "continue" mais concentrée dans des bandes. Ce sont ces bandes qui apparaissent comme des pics lorsqu'on sélectionne une zone restreinte en OFFMET.

Des pics sont aussi présents dans les distributions en écart angulaire $\Delta\varphi(OFFMET, L1MET')$ de la figure 3.5. Pour vérifier que cette effet est aussi dû au caractère discret de L1MET, une nouvelle grandeur a été construite : L1MET'. L1MET' est définie, comme OFFMET à partir des tours *offline*, mais l'énergie de ces tours est discrétisée de façon à avoir un comportement très proche du niveau L1. OFFMET et L1MET' sont donc des quantités quasi équivalentes, différant seulement par le caractère discret ou non de leurs "briques élémentaires". L'écart angulaire entre L1MET' et OFFMET est tracé sur la figure 3.6.b, et confirme que la présence de pics dans les distributions $\Delta\varphi(OFFMET, L1MET)$ est bien dû au caractère discret de L1MET.

3.2 Impact des calibrations des tours de triggers sur L1MET

En juillet 2006 une calibration des tours de *trigger* a été réalisée [50]. La sensibilité des nouveaux *triggers* du L1CAL à la calibration [48, 51] a été étudiée. Cette section résume les études réalisées sur les conséquences de la calibration des tours de *trigger* sur L1MET.

3.2.1 Sélection

Les données utilisées pour ces études ont été recueillies avec tous les *triggers* sur les muons disponibles, de façon à éviter d'introduire un éventuel biais de part la sélection des données. De plus, les données doivent respecter les critères de qualité définis par la collaboration. Les bruits suivants sont ôtés : *empty crate*, *ring of fire*, *noon noise* et *coherent noise* (Sec. 2.2.9).

3.2.2 Principe de la calibration

Pour une certaine énergie déposée en son sein, une tour de *trigger* transmet un signal électrique (V_{in}) qui est corrigé (V_{out}), puis codé en nombre de coups d'ACD : N^{ACD}. L'objectif de la calibration est que le nombre de coups d'ACD soit toujours le même pour une énergie donnée, indépendamment de la réponse physique de la tour ; l'énergie de référence de la tour étant son énergie *off-line*. Cela revient à déterminer pour chaque tour des coefficients correctifs c et s tels que :

$$V_{out} = c + s.V_{in} \tag{3.1}$$

3.2.3 Impact qualitatif de la calibration

La figure 3.7 présente le rapport $\frac{L1MET}{OFFMET}$ avant et après la calibration pour différents intervalles de OFFMET. Comme espéré, les distributions sont plus piquées et "propres" après la calibration. Les multiples pics pour les faibles valeurs de OFFMET sont attendus, ils ne sont que la conséquence de la discrétisation déjà discutée à la section 3.1.3.

3.2.4 Impact quantitatif de la calibration

Une autre façon d'étudier l'effet de la calibration est de tracer l'efficacité des *triggers* en fonction d'OFFMET. Sur la gauche de la figure 3.8 sont tracées les distributions d'OFFMET pour tous les événements de la sélection (en bleu) et ceux qui ont en plus déclenché le *trigger* L1MET (en rouge).

Les rapports de ces distributions présentés sur la droite donnent accès à l'efficacité d'une coupure sur L1MET en fonction d'OFFMET. On peut alors ajuster ces rapports par des fonctions, dites de "*turn-on*" :

$$\varepsilon(OFFMET) = \epsilon.\frac{1 + Erf(\frac{OFFMET-\mu}{\sigma.\sqrt{2}})}{2} \tag{3.2}$$

où Erf est la fonction erreur, définie comme l'intégrale d'une gaussienne centrée en 0 de largeur 1, et telle que $Erf(0) = 0$. $\varepsilon(OFFMET)$ est donc dépendante de trois paramètres :

- ϵ est l'efficacité maximale,
- μ est la valeur pour laquelle l'efficacité atteint 50% de sa valeur maximale,
- σ est la largeur de la fonction, qui correspond à la zone d'énergie que prend le *trigger* pour passer du régime "rejet de tous les événements" à celui de pleine efficacité.

Un *trigger* idéal aurait $\epsilon = 1$, $\sigma = 0$ (fonction de type "escalier") et une valeur pour μ égale à la valeur à laquelle on coupe sur L1MET.

Les circonstances ont fait que la calibration des tours de *trigger* a eu lieu en deux étapes : premièrement l'implémentation du facteur multiplicatif s dans le L1CAL, puis dans un second temps celle du facteur constant c. La figure 3.9 résume l'impact des calibrations sur μ et σ. Les paramètres μ ont été grandement améliorés par la calibration des pentes, prenant les valeurs attendues : les points s'alignent sur la droite $y = x$. On note que ces paramètres sont peu sensibles à la bonne paramétrisation des coefficients c. Le paramètre σ quant à lui est sensible à une bonne paramétrisation aussi bien des coefficients s que des coefficients c.

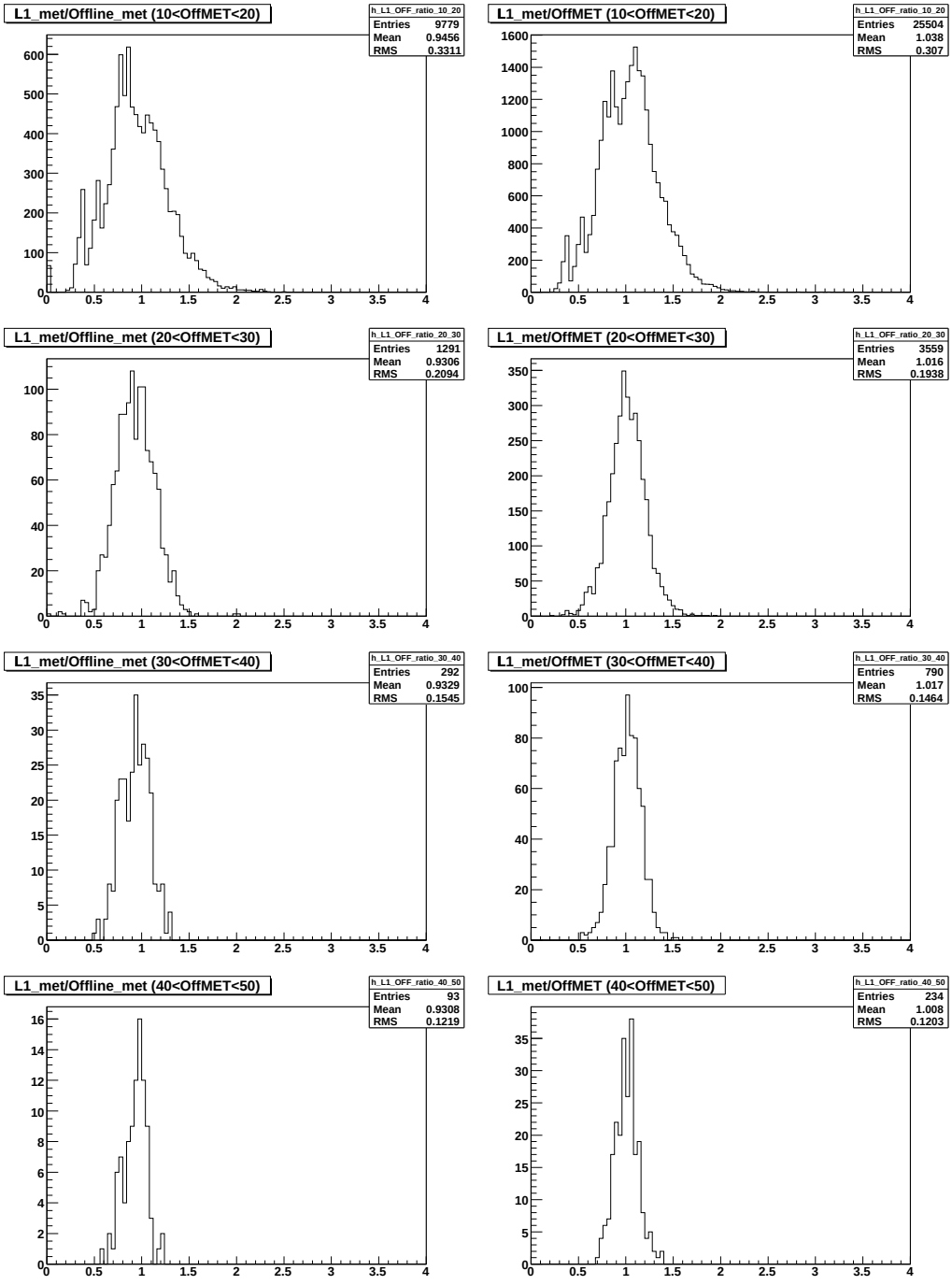


FIG. 3.7 – Rapport $\frac{L1MET}{OFFMET}$ pour l'ancienne calibration (figures à gauche) et la nouvelle (figures à droite), pour différents intervalles de OFFMET : $[10, 20]$, $[20, 30]$, $[30, 40]$ et $[40, 50]$ GeV.

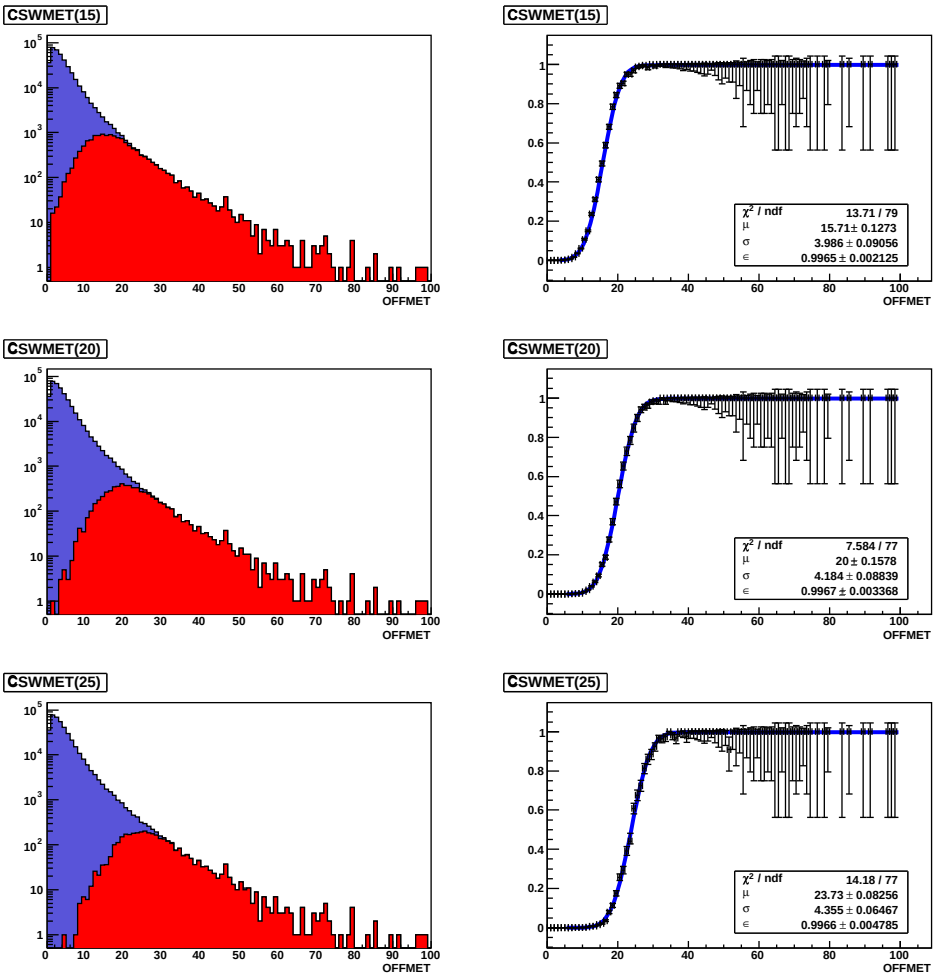
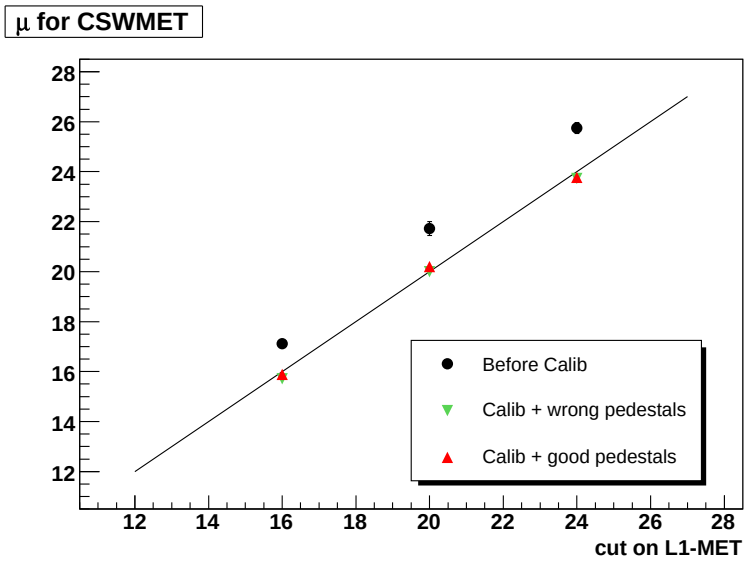
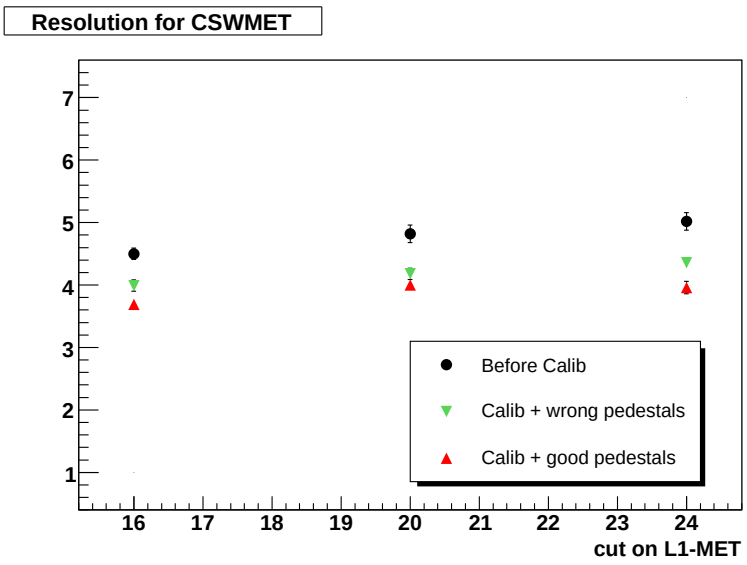


FIG. 3.8 – Figures à gauche : pour les trois coupures possibles 16, 20 et 24 GeV, les distributions de OFFMET pour tous les événements de la sélection (en bleu), et ceux qui ont en plus déclenché le *trigger* L1MET en rouge. Le rapport des deux distributions, qui représente l'efficacité du *trigger*, est montré dans les figures de droite. Toutes ces courbes sont établies pour la nouvelle calibration.



(a)



(b)

FIG. 3.9 – (a) Valeur du paramètre μ des fonctions d'ajustement pour les trois *triggers* L1MET pour trois étapes de la mise en route : avant la calibration (points noirs), après la calibration mais avec de mauvais facteurs constants c (triangles verts) et avec les bons (triangles rouges). La droite $y = x$ est dessinée pour servir de référence. (b) Largeur σ des ces même fonctions, avec les mêmes conventions pour les trois étapes de mise en œuvre.

3.3 Premiers résultats concernant la paramétrisation de la L1MET pour une utilisation appliquée à la simulation

3.3.1 Introduction

L'émulation des *triggers* n'étant pas incluse dans la simulation Monte Carlo de DØ, il est intéressant de voir quel serait l'effet de l'application d'une paramétrisation venant des données sur la simulation. Les outils de détermination automatique d'une paramétrisation et d'application de celle-ci dans l'environnement de travail commun de DØ ont donc été implémentés. Ils ont ensuite été testés sur une analyse rapide du canal $W \to e\nu$ (Sec. 3.3.2), et leurs limites d'application étudiées par comparaison entre différentes topologies (Sec. 3.3.3).

3.3.2 Paramétrisation de l'efficacité du *trigger*, application au canal $W \to e\nu$

Sélection

L'analyse $W \to e\nu$ est faite sur des données du Run IIb, prises après la calibration des tours de *trigger* . Elles sont sélectionnées en demandant qu'au moins un des *triggers* liés aux objets électromagnétiques (EM) soit déclenché.

Comme cette analyse a été réalisée au début du Run IIb, aucune production de simulation n'était disponible. La simulation utilisée est donc celle faite en utilisant `PYTHIA` pour générateur et une simulation complète du détecteur du Run IIa, mais mise au format du Run IIb.

Les événements sont sélectionnés par l'ensemble de coupures suivantes (définie aux sections 2.3.2 et 2.3.5) :

- ◇ un seul bon objet EM ($isolation < 0,15$, $EMF > 0,9$, $HMx7 < 12$),
- ◇ l'objet EM doit avoir $p_T > 25$ GeV, $|\eta| < 0,6$ et une trace associée spatialement,
- ◇ $\Delta\varphi(EM, METBCORRCALOMU) > 2$ rad
- ◇ $\Delta\varphi(EM, jet) < 2,5$ rad, pour tous les jets d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV,
- ◇ METBCORRCALOMU>25 GeV.

La figure 3.10 montre un bon accord entre données et simulation pour les distributions de masse transverse du W, d'impulsion transverse des électrons, de $\not\!\!E_T$ et d'OFFMET. Les distributions liées aux jets (nombre, impulsions

transverses) sont aussi en bon accord.

Impact d'un *trigger* $\not\!\!E_T$

Pour voir l'effet d'une coupure sur L1MET, on choisit le *trigger* CSWMET(25) car c'est celui dont la coupure sur L1MET est la plus haute et dont l'effet est donc le plus visible[2]. La figure 3.11 montre les distributions de masse transverse du W, p_T des électrons, $\not\!\!E_T$, et d'OFFMET pour les données sélectionnées. La part des données qui ont déclenché le *trigger* CSWMET(25) est aussi représentée. Conformément à ce qui est attendu, le *trigger* "rogne" les valeurs basses des distributions sans affecter les valeurs hautes.

Effet de la paramétrisation

On applique maintenant la paramétrisation de l'efficacité de L1MET dépendante d'OFFMET sur la simulation. C'est-à-dire que l'on donne à chaque événement un poids selon sa valeur d'OFFMET. Ceci est possible grâce au fait que la distribution d'OFFMET dans la simulation reproduit bien les données. La figure 3.12 montre que la simulation pondérée par la paramétrisation de CSWMET(25) reproduit bien les données sélectionnées par le *trigger* CSWMET(25).

Limites de l'étude

La faible statistique disponible au moment de cette étude peut cacher des effets plus fins qui apparaîtront lors des analyses sur de grands lots de données.

De plus dans cette étude, le lot analysé étant dominé par des événements sans jet (Fig. 3.10), la résolution de la $\not\!\!E_T$ était dominé par la résolution sur l'impulsion de l'électron qui est bien meilleure que celle des jets. C'est-à-dire que ce qui a réellement été testé ici, est la contribution de la couche électromagnétique du calorimètre à L1MET, et sa reproductibilité par pondération dans la simulation.

Des études ultérieures portant sur une statistique bien plus grande ont montré dans des topologies multijets et $Z \rightarrow \mu\mu$ que OFFMET était bien reproduite dans la simulation. Le principal désaccord notable est une résolution sur OFFMET un peu trop bonne dans la simulation [52].

[2]Cependant une réelle analyse $W \rightarrow e\nu$ aurait certainement choisi le *trigger* CSWMET(15) qui coupe moins de signal.

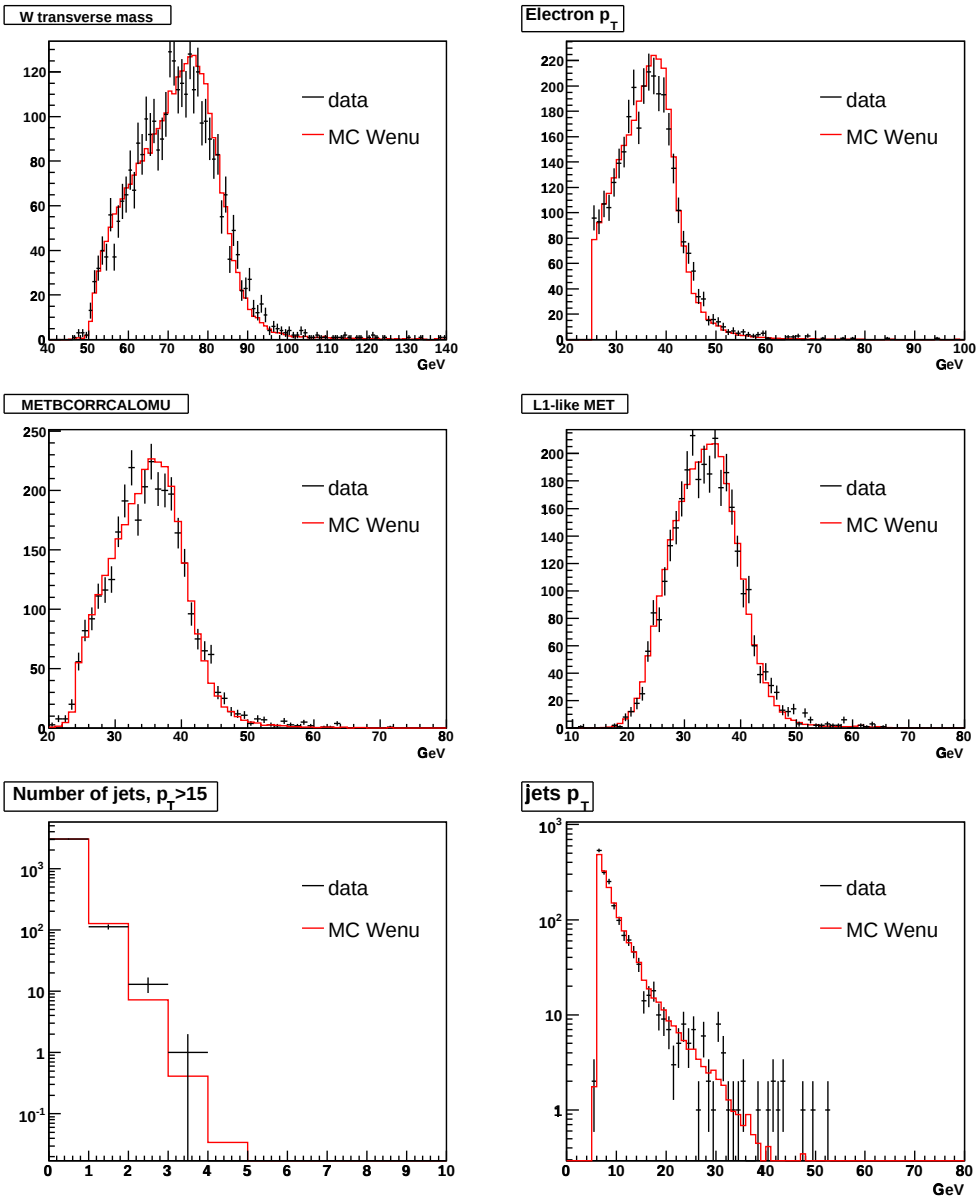


FIG. 3.10 – Masse transverse du W (en haut à gauche), p_T de l'électron (en haut à droite), $\not\!\!E_T$ corrigée (au milieu à gauche), OFFMET (au milieu à droite et noté L1-like MET), nombre de jets dont le p_T est supérieur à 15 GeV (en bas à gauche) et distribution du p_T de ces jets (en bas à droite) pour les événements sélectionnés. Les données sont en noir, la simulation en rouge.

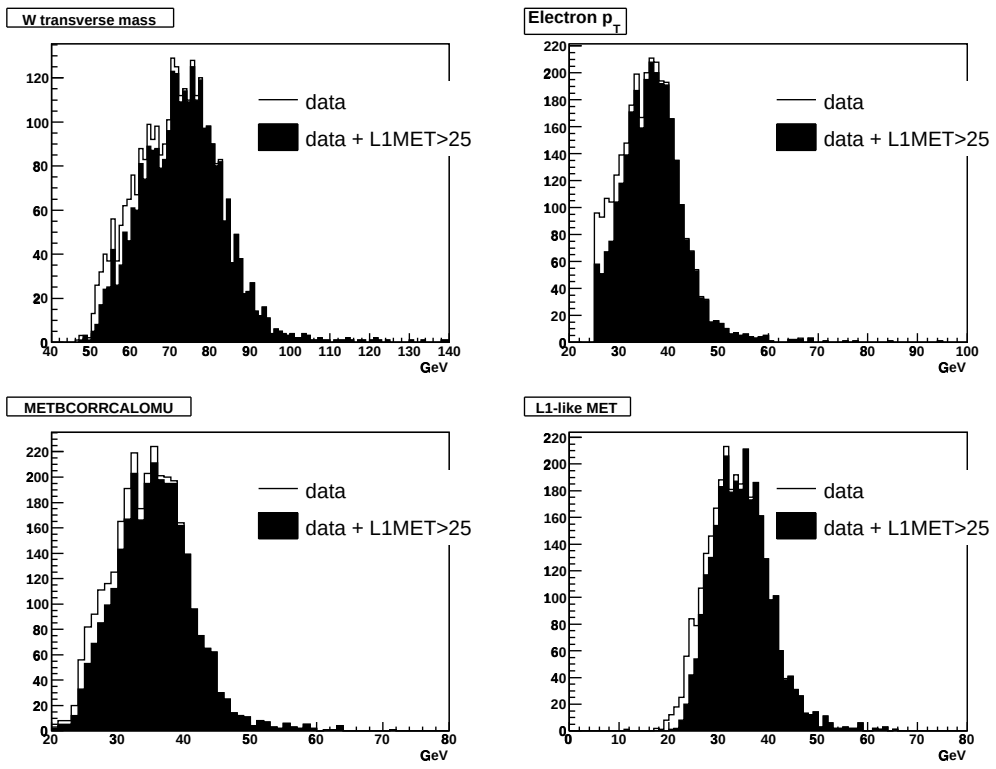


FIG. 3.11 – Masse transverse du W (en haut à gauche), p_T de l'électron (en haut à droite), $\not\!\!E_T$ corrigée (en bas à gauche), OFFMET (en bas à droite, noté L1-like MET) pour les données. La zone noircie représente les événements ayant déclenché L1MET avec un seuil de 24 GeV.

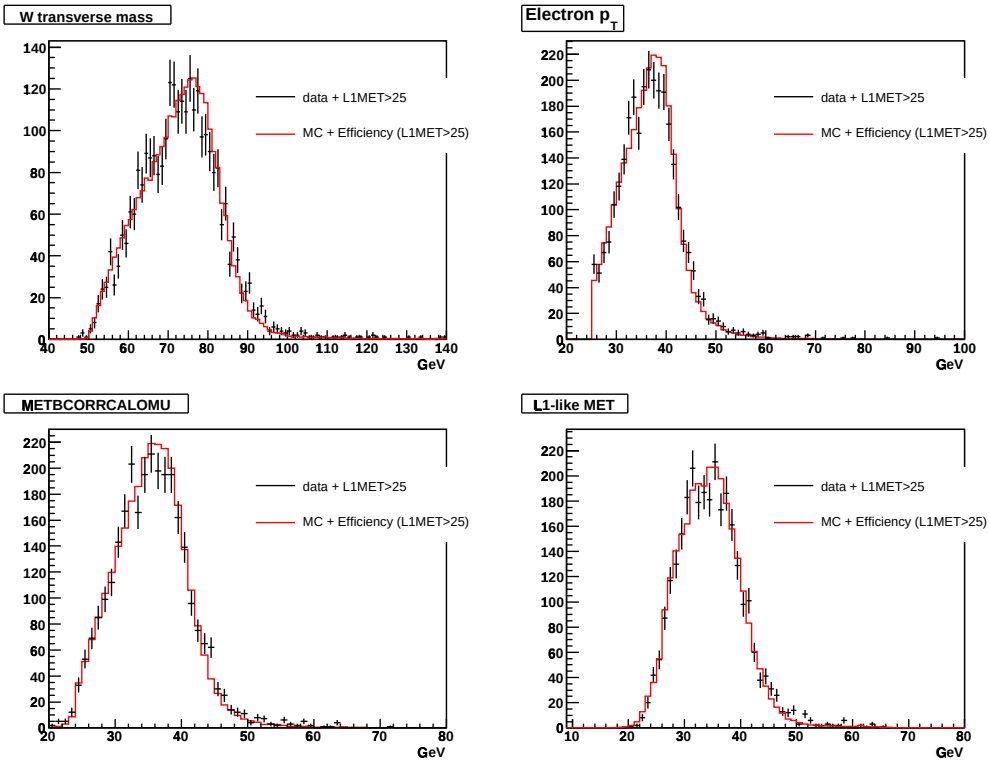


FIG. 3.12 – Masse transverse du W (en haut à gauche), p_T de l'électron (en haut à droite), $\not\!\!E_T$ corrigée (en bas à gauche) et OFFMET (en bas à droite), pour les données ayant déclenché L1MET pour un seuil de 24 GeV (en noir) et pour la simulation pondérée de l'efficacité du *trigger* (en rouge).

3.3.3 Impact de la topologie sur la paramétrisation

Sélection

Pour étudier l'importance de la topologie sur les paramétrisations des courbes d'efficacité, on construit deux lots. Le premier, le lot "standard", est sélectionné par des *triggers* dédiés aux muons ; c'est le même lot que celui défini à la section 3.2. Le second, nommé lot "multijets", est un sous-ensemble du premier lot, dans lequel on demande qu'il y ait au moins deux jets d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV et ayant $|\eta_{det}| < 2,5$.

Étude qualitative de CSWMET(20)

Les distributions de la variable OFFMET, accompagnées des efficacités de CSWMET(20), sont présentées à la figure 3.13 pour ces deux lots. On note que les valeurs principales μ et l'efficacité maximale ϵ sont compatibles entre les deux lots. Par contre la largeur σ est bien plus grande dans le lot "multijets" $(4,22 \pm 0,09$ GeV) que dans le lot "standard" $(3,89 \pm 0,08$ GeV).

Étude quantitative des *triggers* L1MET

La figure 3.14 montre que l'écart relatif de la valeur μ par rapport à valeur attendue (c'est-à-dire celle de la coupure sur L1MET) est plus grand dans le lot "multijets" que dans le lot "standard". Le lot "standard" a des résultats compatibles avec aucune déviation systématique, alors que le lot "multijets" a un paramètre μ qui a tendance à être inférieur à la valeur attendue.

On observe aussi un comportement différent pour la largeur σ des courbes d'efficacité. Le lot "multijets" a systématiquement une largeur plus grande que le lot "standard".

Les résultats de cette étude indiquent clairement que si les analyses utilisent une paramétrisation d'un *trigger* CSWMET provenant des données pour l'appliquer sur de la simulation, elles doivent prendre en compte le fait que la topologie influence grandement les paramètres d'ajustement. Les courbes d'efficacité devront donc être déterminées sur des échantillons à la topologie proche de l'analyse effectuée.

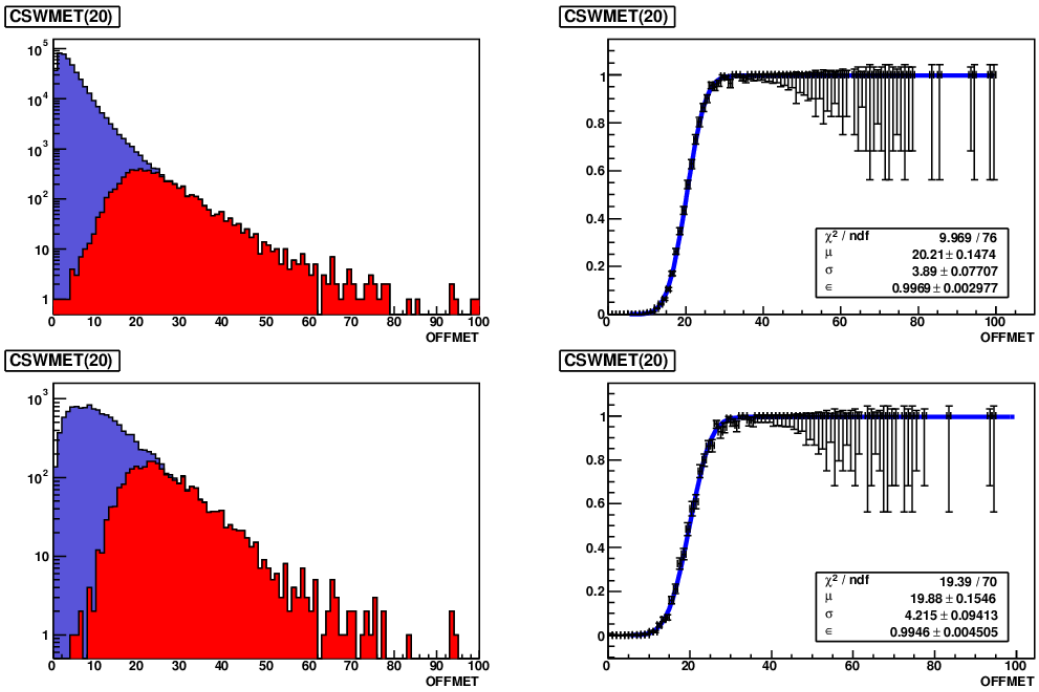


FIG. 3.13 – OFFMET pour tous les événements (en bleu), et ceux déclenchant le terme CSWMET(20) (en rouge) sur la gauche, et les courbes d'efficacité correspondantes sur la droite. En haut, le lot "standard" et en bas le lot "multijets".

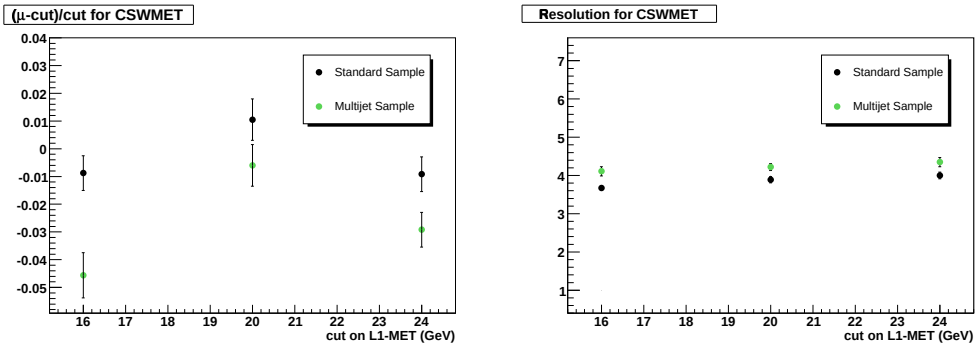


FIG. 3.14 – Déviation relative de la valeur principale μ de la paramétrisation par rapport à la valeur attendue (à gauche) et la largeur de la paramétrisation σ (à droite), pour les trois *triggers* L1MET (CSWMET(15), CSWMET(20) and CSWMET(25)) pour les lots "standard" et "multijets".

Chapitre 4

Étude de la modélisation du p_T du Z dans ALPGEN

Contents

4.1 Paramètres d'ALPGEN utilisés par la collaboration DØ 88
4.2 Lots utilisés et sélection 88
4.2.1 Lots de données 88
4.2.2 Lots de simulation 89
4.2.3 Sélection 89
4.2.4 Estimation du bruit de fond multijets 89
4.2.5 Normalisation 90
4.3 Correction du bruit de fond multijets 92
4.3.1 Les lots multijets utilisés 92
4.3.2 Détermination de la correction 93
4.4 Repondération de l'impulsion transverse du Z . 94
4.4.1 Distributions inclusives et repondération 94
4.4.2 Distributions reliées aux analyses multijets 99
4.5 Conclusion 99

Les analyses ayant comme topologie finale de l'énergie transverse manquante accompagnée de jets, sont sujettes à un bruit de fond important provenant du processus $Z \rightarrow \nu\nu + jets$. L'impulsion transverse du Z se manifeste alors dans le détecteur comme de la $\not\!\!E_T$.

Les lots Z des analyses de recherche de nouvelle physique de DØ étant produits avec le générateur ALPGEN (Sec. 2.4.2), une série d'études a été menée pour vérifier que ce dernier reproduit bien l'impulsion du Z. Ce chapitre montrera que la modélisation du p_T du Z n'est pas toujours bien reproduite

par ALPGEN. Un exemple de correction et son impact sur les autres variables sera présenté.

4.1 Paramètres d'ALPGEN utilisés par la collaboration DØ

La collaboration DØ utilise les paramètres décrits ci-dessous [53] lors de la génération d'événements avec ALPGEN :

- ◇ Les masses des quarks lourds sont fixées à $m_c = 1.55$ GeV, $m_b = 4.75$ GeV et $m_t = 175$ GeV.
- ◇ L'échelle de factorisation est fixée par le paramètre iqopt=1 d'ALPGEN. Dans le cas d'une production d'un boson vecteur V ($Z/\gamma*, W$), l'échelle de factorisation est alors de $\sqrt{m_V^2 + \sum m_T^2}$ où $m_T^2 = m^2 + p_T^2$. La somme $\sum m_T^2$ se fait sur tous les partons de l'état final sauf les produits de désintégration du V. Pour la production de paires $t\bar{t}$, l'échelle de factorisation est $\sqrt{\sum m_T^2}$, avec $m_T^2 = m^2 + p_T^2$, et la somme s'effectue sur tous les partons finaux, t inclus.
- ◇ Les coupures suivantes en impulsion transverse sont appliquées sur les partons finaux : $p_T > 8$ GeV pour les partons j de quarks de saveurs légères ou de gluons, $p_T > 0$ GeV pour partons de quarks de saveurs lourdes Q (c et b) et les leptons chargés l, $\not\!\!E_T > 0$ GeV si un neutrino est produit.
- ◇ Les coupures suivantes en pseudo-rapidité sont appliquées sur les partons finaux : $|\eta_{j,Q}| < 5$ pour tous les partons de quarks et de gluons et $|\eta_l| < 10$ pour les leptons.
- ◇ Les écarts suivants sont requis entre les partons finaux : $\Delta R(j,j) > 0,4$, $\Delta R(Q,Q) > 0$ et $\Delta R(j,l) > 0$.
- ◇ Enfin le *matching* est appliqué après le *showering*. Le *matching* est fait avec des jets ayant $E_T^{clus} > 8$ GeV dans un cône de rayon $\Delta R^{clus} = 0,4$. Un jet est associé à un parton si $\Delta R^{matching}(jet, parton) < 0,7$.

4.2 Lots utilisés et sélection

4.2.1 Lots de données

Les données utilisées dans ces études viennent des lots présélectionnés de données contenant au moins deux objets électromagnétiques (EM) de grand p_T : 2EMhighpt_PASS3_p17.09.03, 2EMhighpt_PASS3_p17.09.06, et

`2EMhighpt_PASS3_p17.09.06b`. Les événements bruyants, les mauvais *runs* et mauvais blocs de luminosité sont retirés.

4.2.2 Lots de simulation

Les lots de simulation des processus $Z \to ee$ ($m_Z \in \{[15, 60]$, $[60, 130]$, $[130, 250]$ GeV$\}$), $Z \to \tau\tau$ ($m_Z \in [60, 130]$ GeV), $W \to l\nu$ et $t\bar{t}$ au TeVatron ont été générés par `ALPGEN` avec les multiplicités de partons générés suivantes :

- ◇ de 0 à 2 lp exclusifs, et 3 lp inclusif pour tous les lots sauf $Z \to ee$ ($m_Z \in [60, 130]$ GeV),
- ◇ de 0 à 4 lp exclusifs, et 5 lp inclusif pour $Z \to ee$ ($m_Z \in [60, 130]$ GeV),

avec lp le nombre de partons "durs" générés tel que défini à la section 2.4.2. Les lots dibosons (WW, WZ et ZZ) sont produits avec `PYTHIA`.

Les jets de la simulation sont corrigés par la méthode **JSSR** (Sec. 2.4.3)

4.2.3 Sélection

Les événements ayant deux objets EM sont selectionnés avec les critères suivants (correspondant au critère de qualité `Tight_notrk` au sein de la collaboration) :

- ◇ isolation $\leq 0,2$
- ◇ fraction électromagnétique supérieure à 0,9
- ◇ $p_T \geq 15$ GeV
- ◇ forme de gerbe correcte : $HMx7 \leq 12$ dans le CC ($|\eta_{det}| < 1$), $HMx8 \leq 20$ dans les EC ($1,5 < |\eta_{det}| < 2,5$)

De plus les deux objets EM doivent être dans l'acceptance du calorimètre électromagnétique : $|\eta_{det}| < 1$ ou $1,5 < |\eta_{det}| < 2,5$. Enfin, de façon à réduire la proportion de bruit de fond multijets, au moins un objet EM doit être dans le CC, et au moins un objet EM doit avoir une trace associée ($P(\chi^2) > 0,01$),

Les différences d'efficacité de reconstruction et d'identification entre données et simulation sont prises en compte : chaque objet EM d'un événement simulé donne un poids à cet événement. Les poids sont issus du code officiel de la collaboration `emid_eff`.

Une dernière sélection sur le z du vertex primaire ($|Z_{PV}| < 60$ cm) place l'analyse dans un région d'acceptance convenable pour les détecteurs de traces.

4.2.4 Estimation du bruit de fond multijets

La contribution des événements multijets (dans lesquels les jets sont vus comme des électrons) n'est pas simulée mais estimée à partir des données en

utilisant un lot purement multijets (noté QCD).

Un lot QCD (appelé HMx-1TM) est construit à partir du lot de données initial (Sec. 4.2.1), avec la même sélection, sauf pour les coupures suivantes :

- ◇ les coupures sur les formes de gerbe sont inversées pour les deux objets EM dominants : $HMx7 > 15$ dans le CC , $HMx8 > 30$ dans les EC
- ◇ pas de bon objet EM (c'est-à-dire avec des coupures en HMx correctes).

La demande qu'au moins un objet EM soit associé à une trace est conservée. La figure 4.1 montre la masse invariante pour les deux objets EM dominants après normalisation (Sec. 4.2.5). Il apparaît un important désaccord : en effet les *triggers* affectent la forme et la normalisation de l'estimation QCD [54].

Des corrections ont été établies (Sec. 4.3) pour corriger la forme du bruit de fond QCD. Après application de ces corrections et une nouvelle détermination de la normalisation le spectre de masse invariante de la simulation est bien accord avec celui des données (Fig. 4.2).

La déplétion dans la forme du processus simulé $Z \rightarrow ee$ dans la région [60, 70] GeV de la distribution de masse invariante est expliqué par une erreur de simulation pour le processus $Z \rightarrow l^+l^-$ dans la génération d'ALPGEN [55, 56] dans les versions antérieures à v2.12 et qui a été corrigé depuis. Cette erreur se manifeste par un problème de normalisation qui peut être corrigé par un coefficient *ad-hoc* dans la zone [60-70] GeV. Plus de détails seront donnés dans la section 5.3.

Un test de χ^2 entre simulation et données a été effectué dans la région $[30-60] \cup [70-250]$ GeV. On obtient un χ^2 par degré de liberté de 670,4/42=16,0 avant correction, et 281,4/42=6,7 après correction, confirmant ainsi l'impression visuelle d'amélioration des formes.

4.2.5 Normalisation

Les processus simulés sont normalisés entre eux en utilisant leurs sections efficaces LO données par le générateur et les facteurs de normalisation aux sections efficaces NLO ($K-$facteurs) suivant : 1,329 pour les lots Z, 1,318 pour les lots W et 1,374 pour les lots $t\bar{t}$. Ces $K-$facteurs sont obtenus en comparant les sections efficaces LO et NLO à l'aide du programe MCFC [57, 58].

La somme des lots simulés et l'estimation du bruit de fond multijets sont alors normalisés aux données. Pour cela deux zones en masse invariante sont choisies (en-dehors de la zone [60-70] GeV touchée par une erreur du générateur). Il suffit de trouver les coefficients de normalisation qui résolvent le système des deux équations égalisant le nombre d'événements prédits et observés dans chacune des deux régions.

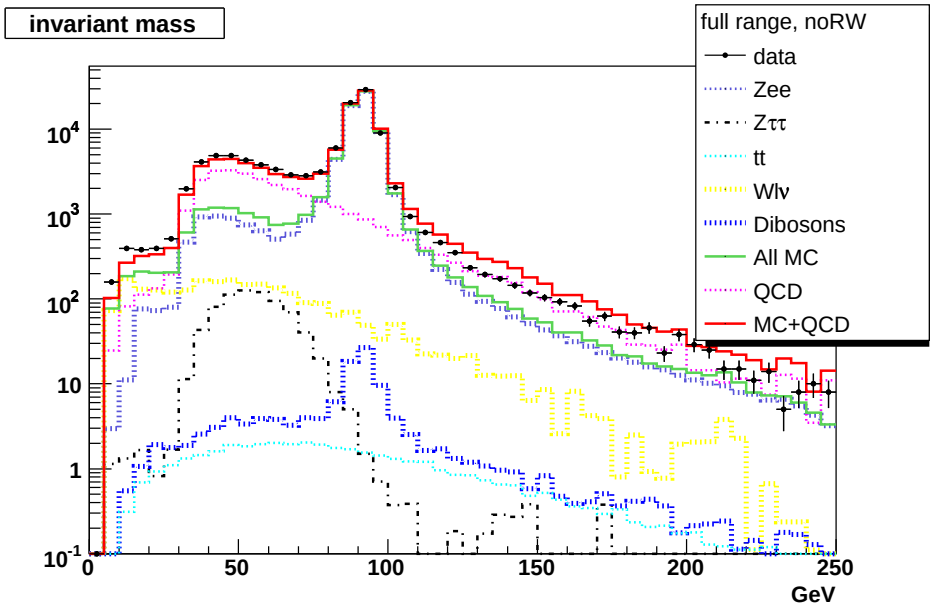


FIG. 4.1 – Masse invariante des deux objets EM dominants sans correction de la forme de l'estimation QCD.

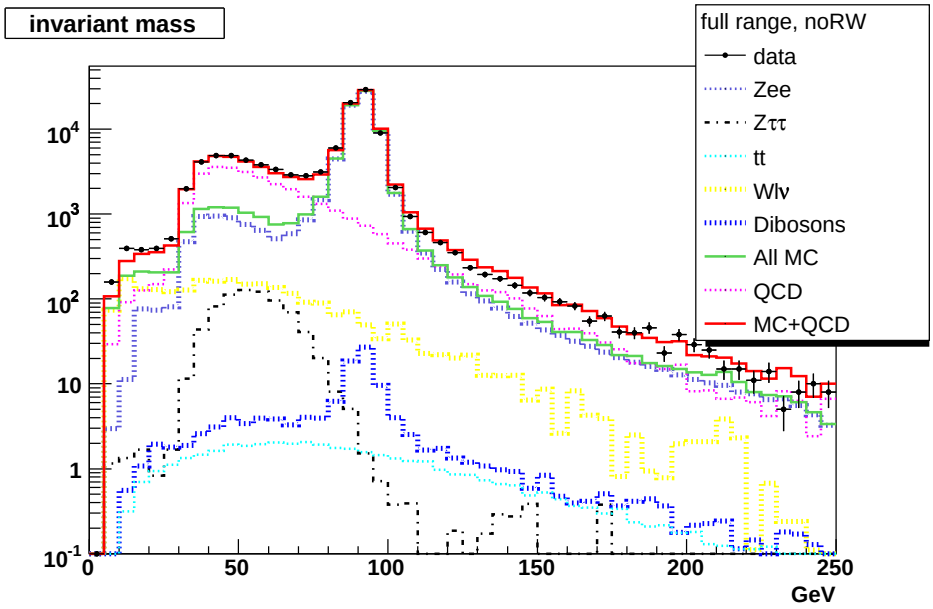


FIG. 4.2 – Masse invariante des deux objets EM dominants avec correction de la forme de l'estimation QCD.

4.3 Correction du bruit de fond multijets

La région de basse masse invariante est formée principalement par des objets EM de faible impulsion transverse, lesquels sont essentiellement collectés par des *triggers* utilisant la forme de la gerbe dans le calorimètre. Ainsi, lorsque l'on procède à l'inversion des coupures sur la forme des gerbes, on introduit un biais en sous-estimant la contribution multijets dans la région à basse masse invariante. Cette section décrit la méthode pour corriger le lot multijets de l'analyse $Z \rightarrow ee$ à partir d'un autre lot multijets qui n'est pas construit par inversion des coupures sur la forme des gerbes, mais en demandant que les objets EM soient de même signe.

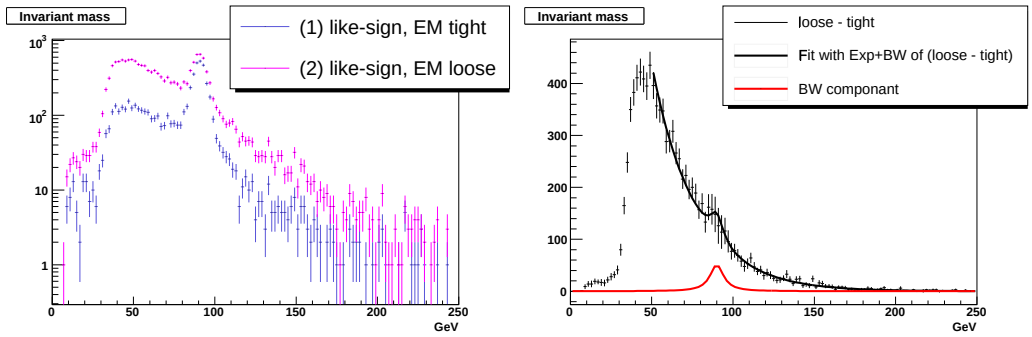
4.3.1 Les lots multijets utilisés

Dans ce qui suit, la contribution multijets de l'analyse (coupures en HMx inversées et une trace associée) sera nommée `HMx-1TM`. Pour pouvoir comparer de façon cohérente un lot avec des coupures sur la forme des gerbes inversées au lot avec les objets EM de même signe (et qui ont donc chacun une trace associée), il est nécessaire de construit un lot multijets avec les mêmes caractéristiques que `HMx-1TM` mais en demandant que les deux objets EM aient une trace associée : on le nomme `HMx-2TM`.

Le lot avec les objets EM de même signe (nommé `like-tight`) est construit de la même manière que le lot $Z \rightarrow ee$ des données mais en demandant en plus que les objets EM aient chacun une trace associée et qu'ils soient de même signe. La distribution de masse invariante correspondante est représentée en bleu sur la figure 4.3.a.

Dans l'optique d'augmenter la statistique du lot avec les objets EM de même signe et d'ôter la contribution du Z/γ^*, un autre lot d'objets EM de même signe est défini en relâchant les coupures sur la forme des gerbes : $HMx7 < 50$ dans le CC et $HMx8 < 75$ dans les EC. Ce nouveau lot est nommé `like-loose` et sa distribution de masse invariante est tracée en rose sur la figure 4.3.a. La figure 4.3.a montre que le relâchement des coupures fait entrer principalement du bruit de fond multijets, l'amplitude du pic du Z n'augmentant que très peu.

Un lot d'objets EM de même signe purement multijets peut alors être construit en soustrayant le lot `like-tight` au lot `like-loose`. La distribution de masse invariante résultante tracée à la figure 4.3.b montre que la partie Drell-Yan a quasiment disparu. Pour éliminer les quelques événements de Drell-Yan restant, la distribution de masse invariante est ajustée avec une fonction exponentielle plus une Breit-Wigner. La partie exponentielle de la fonction est supposée être très largement dominée par la QCD. L'intégrale



(a) (b)

FIG. 4.3 – (a) Masse invariante des lots `like-tight` (en bleu) et `like-loose` (en rose). (b) Masse invariante du lot `like-loose` soustrait par le lot `like-tight`. La distribution finale est ajustée par une fonction exponentielle plus une Breit-Wigner (en noire). La contribution de la fonction Breit-Wigner est tracée en rouge.

de la fonction Breit-Wigner est utilisée pour trouver le facteur $k_{tight} = 1.09$ par lequel il faut augmenter le lot `like-tight` pour éliminer totalement la contribution Z^0/γ^*. Le lot résultant est nommé `like-sign`. Un résumé des lots multijets utilisés dans cette partie est présenté dans le tableau 4.1.

Nom	Nombre de traces associées	Objets EM de même signe	Coupure $HMx7$ (CC)	Coupure $HMx8$ (EC)
`HMx-1TM`	≥ 1	-	> 15	> 30
`HMx-2TM`	2	-	> 15	> 30
`like-loose`	2	oui	< 50	< 75
`like-tight`	2	oui	< 12	< 20
`like-sign`	`like-loose`$-k_{tight}$.`like-tight`			

TAB. 4.1 – Résumé des lots multijets utilisés.

4.3.2 Détermination de la correction

La correction du lot QCD `HMx-1TM` utilisée dans l'analyse est déterminée à partir des lots `HMx-2TM` et `like-sign`. Le principe de la correction est de s'appuyer sur les lots multijets de même signe, donc non biaisés par les *triggers*, pour corriger la forme des lots multijets avec les coupures en HMx

inversées. La correction sera fonction des impulsions (p_T^{EM1}, p_T^{EM2}) et des pseudo-rapidités (η_{det}^{EM1}, η_{det}^{EM2}) des deux objets EM dominants.

Une fonction de repondération, $f_{p_T}^1$, est établie à partir de l'ajustement du rapport des distributions en p_T de l'objet EM dominant :

$$\begin{aligned} R_{p_T}^1 &= \frac{\texttt{like-loose} - k_{tight}.\texttt{like-tight}}{\texttt{HMx-2TM}} \\ &= \frac{p_T^{EM1}[\texttt{like-sign}]}{p_T^{EM1}[\texttt{HMx-2TM}]} \end{aligned} \tag{4.1}$$

Ce rapport et la fonction d'ajustement obtenue sont dessinés dans la figure 4.4.a. Le lot `HMx-2TM` peut être corrigé en pondérant ses événements par la fonction $f_{p_T}^1$ selon le p_T de l'objet EM dominant. Cette correction est cependant insuffisante pour compenser le biais du *trigger* et l'on doit déterminer des dépendances selon p_T^{EM2}, η_{det}^{EM1} et η_{det}^{EM2}.

La fonction de repondération $f_{p_T}^1$ est donc appliquée au lot `HMx-2TM` et une correction "bin-à-bin", $f_{\eta_{det}}^1$, est construite à partir du rapport des distributions en η_{det} de l'objet EM dominant (Fig. 4.4.b). Le lot `HMx-2TM` est de nouveau corrigé avec la nouvelle paramétrisation mais sans appliquer la repondération dépendante du p_T^{EM1}, $f_{p_T}^1$.

À ce niveau, en continuant la méthode de n'appliquer qu'une seule correction à la fois pour déterminer la fonction de correction suivante, des fonctions de repondération sont construites, dépendantes du p_T ($f_{p_T}^2$) et du η_{det} ($f_{\eta_{det}}^2$) de second objet EM dominant. La dernière correction ($f_{\eta_{det}}^2$) est alors utilisée pour retrouver une nouvelle fois la fonction $f_{p_T}^1$.

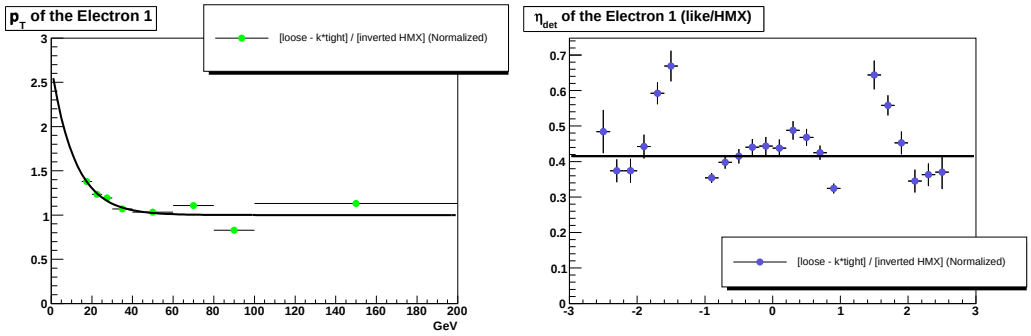
Le processus de détermination séquentielle des fonctions $f_{p_T}^1$, $f_{\eta_{det}}^1$, $f_{p_T}^2$ et $f_{\eta_{det}}^2$ est répété jusqu'à obtenir des fonctions de correction stables. Les rapports des distributions p_T et η_{det} des lots `like-sign` par `HMx-2TM` pour l'objet EM dominant sont dessinés sur la figure 4.4 lors de la dernière étape.

Les quatre corrections ($f_{p_T}^1$, $f_{\eta_{det}}^1$, $f_{p_T}^2$, $f_{\eta_{det}}^2$) sont appliquées sur le lot `HMx-1TM` et après une nouvelle normalisation, on obtient le spectre de masse invariante corrigé (Fig. 4.2).

4.4 Repondération de l'impulsion transverse du Z

4.4.1 Distributions inclusives et repondération

Dans cette section, le pic du Z est sélectionné en demandant que la masse invariante reconstruite m_{ee} des deux objets EM dominants soit dans une



(a) (b)

FIG. 4.4 – Rapport $\frac{p_T^{EM1}[\texttt{like-sign}]}{p_T^{EM1}[\texttt{HMx-2TM}]}$ du p_T (a) et du η_{det} (b) pour l'objet EM dominant lors de la dernière étape de correction. Pour la figure(a) la fonction ajustée est tracée en noir. La ligne noire de la figure (b) représente la moyenne des rapports.

fenêtre telle que $80 < m_{ee} < 102$ GeV. Le fond multijets est corrigé par les fonctions déterminées dans la section précédente et la simulation corrigée de ses différences d'efficacité d'identification des EM avec les données. La figure 4.5 montre que l'impulsion transverse du Z est mal reproduite par les générateurs `ALPGEN+PYTHIA`.

Une repondération des événements Z simulés en fonction du p_T du Z est déterminée par division de la distribution des données $Z \rightarrow ee$ par celle de la simulation $Z \rightarrow ee$. Les données $Z \rightarrow ee$ sont obtenues en soustrayant des données, la distribution multijets et celles des fonds simulés (différents du $Z \rightarrow ee$). Le rapport est alors ajusté par la fonction suivante :

$$\begin{aligned} f(x) &= \left[p_0 + p_1.\frac{1+Erf(\frac{x-p_2}{p_3.\sqrt{2}})}{2}\right].\left[1+p_6.\frac{Erf(\frac{p_4-x}{p_5.\sqrt{2}})-1}{2}\right] \\ &. \left[1+\frac{1+Erf(\frac{x-p_{10}}{p_{11}.\sqrt{2}})}{2}.\frac{1+Erf(\frac{p_{12}-x}{p_{13}.\sqrt{2}})}{2}.[p_{14}+p_7.\sin(\frac{2\pi(x-p_9)}{p_8})]\right] \end{aligned} \quad (4.2)$$

où Erf est la fonction erreur, définie comme l'intégrale d'une fonction gaussienne telle que $Erf(0) = 0$. Les valeurs des différents paramètres p_i sont données dans le tableau 4.2. La fonction obtenue est tracée sur la figure 4.6

En utilisant cette fonction pour repondérer les lots $Z^0 \rightarrow ee$, l'accord est bon comme attendu pour la distribution du p_T du Z (Fig. 4.7, en haut). Après cette repondération, un bon accord est aussi obtenu pour le p_T du jet dominant à partir de 30 GeV et pour la multiplicité des jets de p_T au-dessus de 15 GeV.

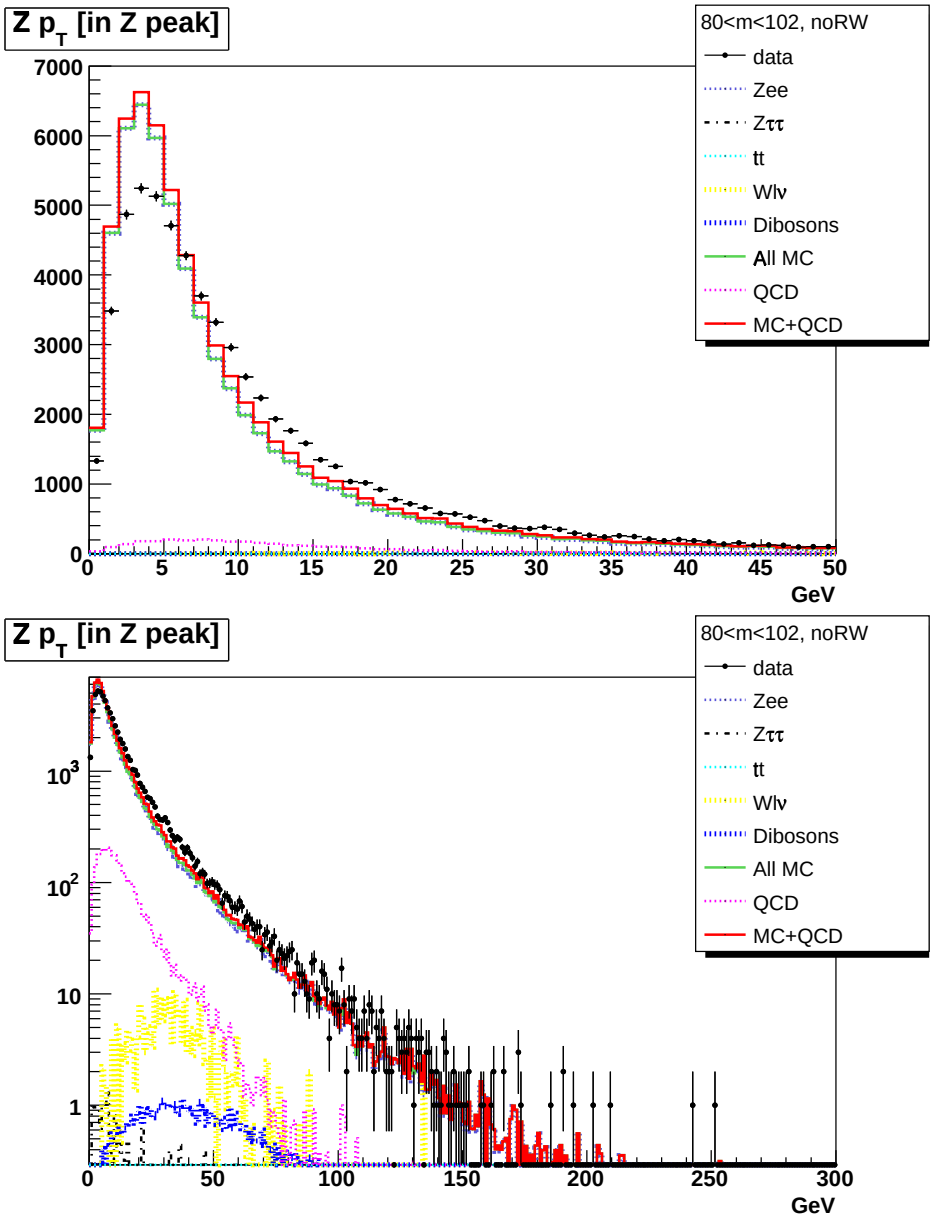


FIG. 4.5 – Impulsion transverse du Z pour des événements dans le pic du Z en échelle linéaire (en haut) et logarithmique (en bas). La simulation (en vert) est additionnée au fond multijets (en rose) estimé à l'aide des données, pour donner la distribution attendue (en rouge). Les données sont les points avec les barres d'erreurs statistiques.

p_0	0.735		p_3	2.63		p_6	0.422		p_9	10.7		p_{12}	135
p_1	0.492		p_4	161		p_7	0.0228		p_{10}	25.1		p_{13}	5.00
p_2	6.66		p_5	14.5		p_8	108		p_{11}	7.91		p_{14}	0.0849

TAB. 4.2 – Valeurs des paramètres utilisés dans la fonction de repondération de l'équation 4.2

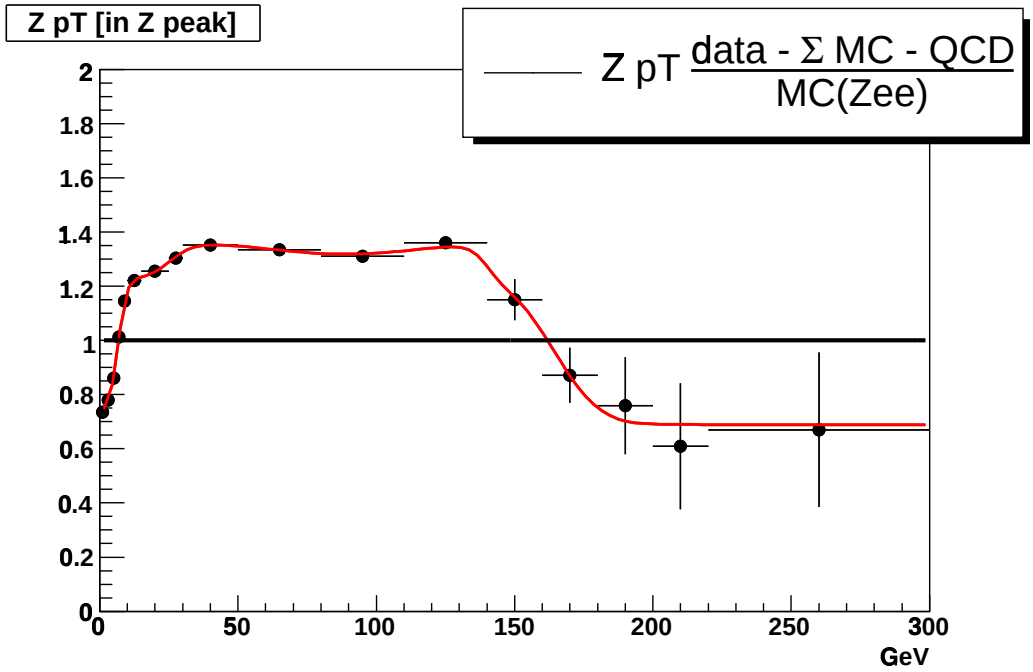


FIG. 4.6 – Rapport des distributions du p_T du Z des données soustraites des bruits de fond différents de $Z \rightarrow ee$ par la simulation $Z \rightarrow ee$: $\frac{data - QCD_{corrige} - \sum_{different\ de\ Z \rightarrow ee} MC_i}{Z \rightarrow ee}$. La fonction ajustée (Eq. 4.2) est tracée en rouge, la ligne noire marque la valeur 1, et sert de guide visuel.

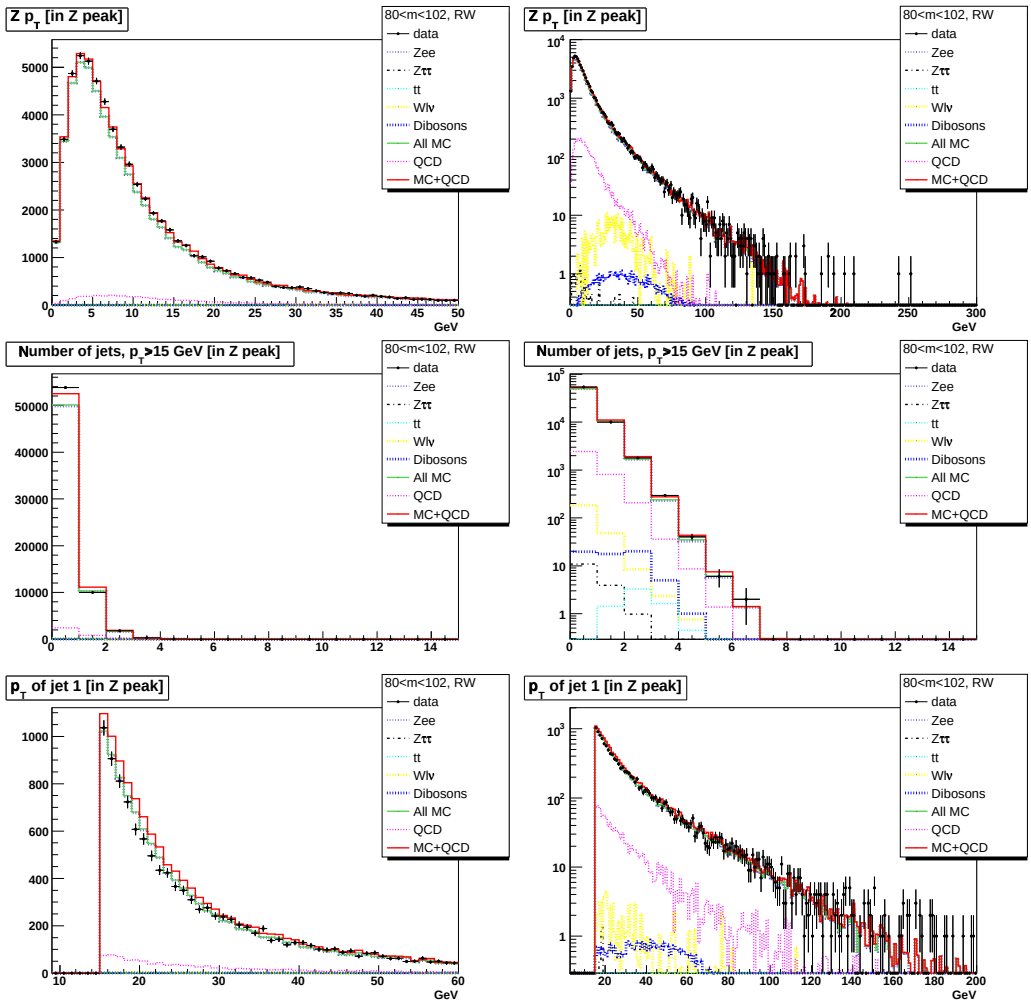


FIG. 4.7 – En haut, p_T du Z dans la région du pic du Z ($m_{ee} \in [80-102]$ GeV). Le nombre de jets ayant leur p_T au-dessus de 15 GeV est tracé au centre. En bas, le p_T du jet dominant en échelle linéaire. Toutes les distributions sont faites après repondération du p_T du Z par la fonction définie par l'Eq. 4.2, et en échelles linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite).

4.4.2 Distributions reliées aux analyses multijets

Après le succès obtenu par repondération pour le lot inclusif de données, une sélection plus avancée, correspondant à la sélection minimale de beaucoup d'analyses multijets, est faite. En plus de la sélection de la masse invariante dans la région du pic du Z, on demande deux jets dont le dominant doit avoir $p_T^{jet1} > 30$ GeV et le second être tel que $p_T^{jet2} > 15$ GeV. La fonction de repondération (Eq. 4.2) définie sur la sélection inclusive est conservée et appliquée à la simulation $Z \to ee$.

Comme le montre la figure 4.8, la distribution du p_T du Z est bien reproduite, ce qui n'était pas évident *a priori* puisque la repondération a été définie sur le lot inclusif. La multiplicité des jets (Fig. 4.8) et les impulsions transverses des deux jets dominants (Fig. 4.9) sont aussi bien reproduites. L'accord est valable aussi pour les sommes scalaire ($H_T = \sum p_{T_i}$) et vectorielle ($MH_T = ||\sum \overrightarrow{p_{Ti}}||$) des impulsions transverses des jets avec $p_T > 15$ GeV (Fig. 4.10), qui sont des distributions importantes dans les analyses multijets.

Lorsque le boson Z se désintègre en neutrinos son impulsion transverse apparaît comme de la $\not{E}_T$. $Z^0 \to \nu\nu$+jets est ainsi un bruit de fond important pour les analyses multijets accompagnées de $\not{E}_T$. Il est particulièrement intéressant de reproduire cette situation en ôtant les électrons de l'événement et ainsi d'émuler la désintégration du Z en neutrinos. On construit alors une $\not{E}_T$, nommée MET-like en soustrayant l'impulsion transverse du Z (en électrons) à la $\not{E}_T$ réelle :

$$\overrightarrow{\text{MET-like}} = \overrightarrow{\text{METBCORRCALO}} - \overrightarrow{p_{T\,EM1}} - \overrightarrow{p_{T\,EM2}} \qquad (4.3)$$

Les distributions de MET-like et de son écart angulaire azimutal minimal avec les jets (dont le p_T est supérieur à 15 GeV) sont tracées en bas de la figure 4.10. On observe que l'estimation du bruit de fond multijets est déterminante dans le bon accord obtenu.

D'autres variables cinématiques importantes ont été contrôlées : les écarts angulaires entre les deux EM dominants ($\Delta\varphi(EM1, EM2)$) ou entre les deux jets dominants ($\Delta\varphi(jet1, jet2)$), le ΔR entre les deux jets dominants ($\Delta R(jet1, jet2)$) et leur masse invariante ($M(J1, J2)$). Les figures 4.11 et 4.12 montrent qu'il y a accord entre données et simulation pour toutes ces variables.

4.5 Conclusion

Il a été montré que l'impulsion transverse du boson Z est mal simulée dans `ALPGEN`. Cependant, lorsqu'une correction est apportée à celle-ci et que

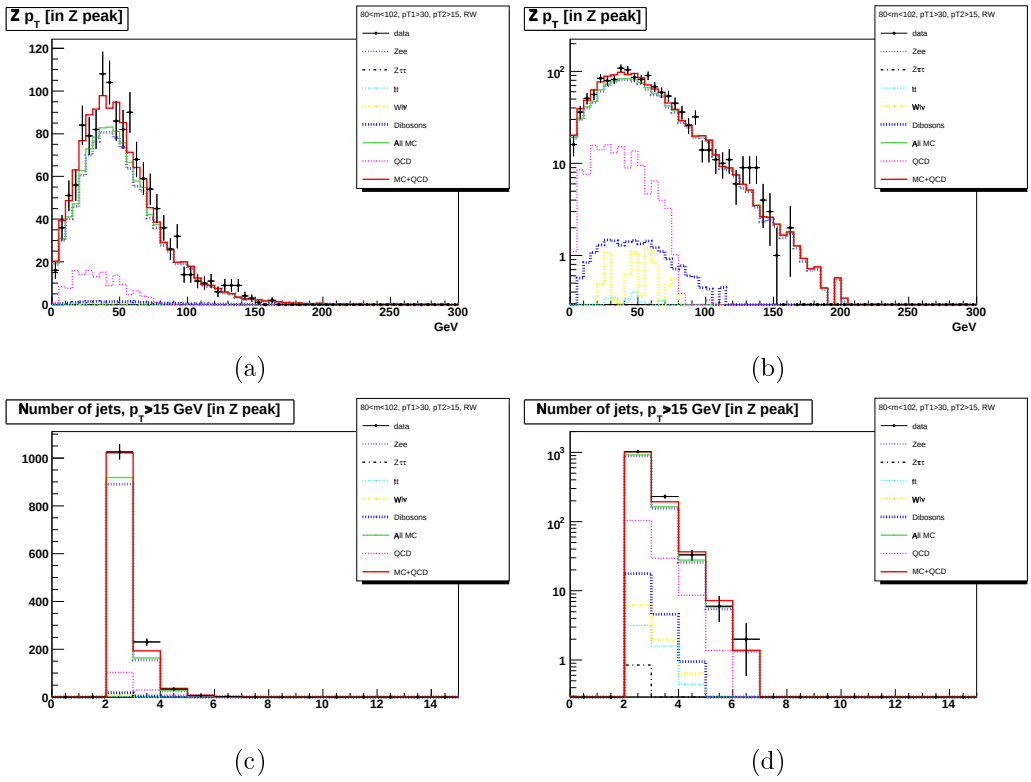


FIG. 4.8 – p_T du Z en échelle linéaire (a) et logarithmique (b) et nombre de jets avec p_T au-dessus 15 GeV en échelle linéaire (c) et logarithmique (d). Toutes les distributions sont tracées après repondération du p_T du Z par la fonction définie par l'Eq. 4.2 et en demandant au moins deux jets tels que $p_T^{jet1} > 30$ GeV et $p_T^{jet2} > 15$ GeV.

l'on requière la présence d'au moins deux jets dont un de $p_T > 30$ GeV, les accords entre données et simulation sont très bons. Le fait que la mise en accord du p_T du Z et des distributions liées aux jets donne un accord sur les autres variables autorise à penser que les corrélations entre les variables principales des analyses multijets sont bien reproduites.

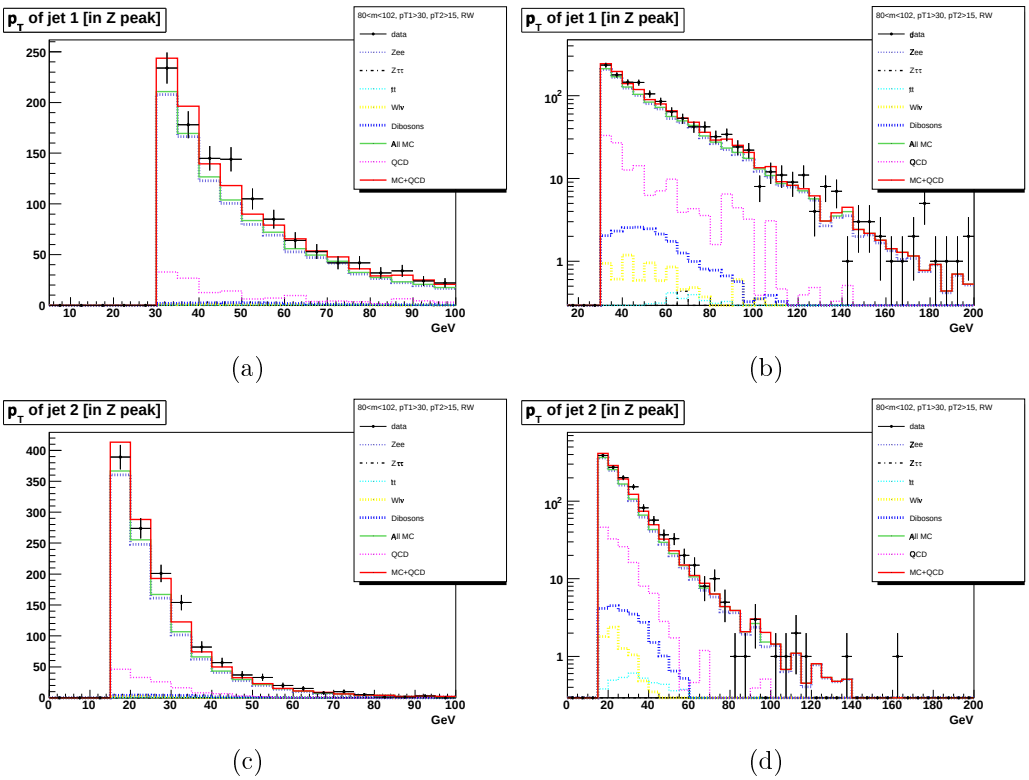


FIG. 4.9 – p_T du jet dominant en échelle linéaire (en haut à gauche) et logarithmique (en haut à droite) et p_T du second jet en échelle linéaire (en bas à gauche) et logarithmique (en bas à droite). Toutes les distributions sont tracées après repondération du p_T du Z par la fonction définie par l'Eq. 4.2 et en demandant au moins deux jets tels que $p_T^{jet1} > 30$ GeV et $p_T^{jet2} > 15$ GeV.

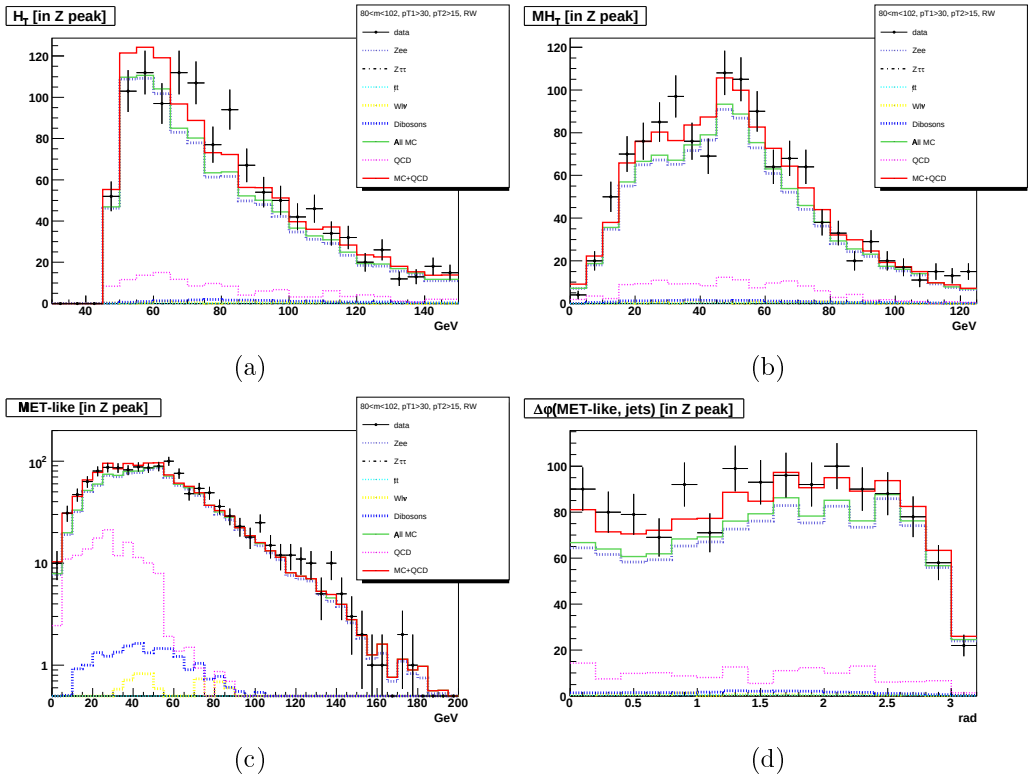


FIG. 4.10 – (a) H_T, (b) MH_T, (c) MET-like et (d) son écart angulaire azimutal minimal avec les jets. Toutes les distributions sont tracées après repondération du p_T du Z par la fonction définie par l'Eq. 4.2 et en demandant au moins deux jets tels que $p_T^{jet1} > 30$ GeV et $p_T^{jet2} > 15$ GeV.

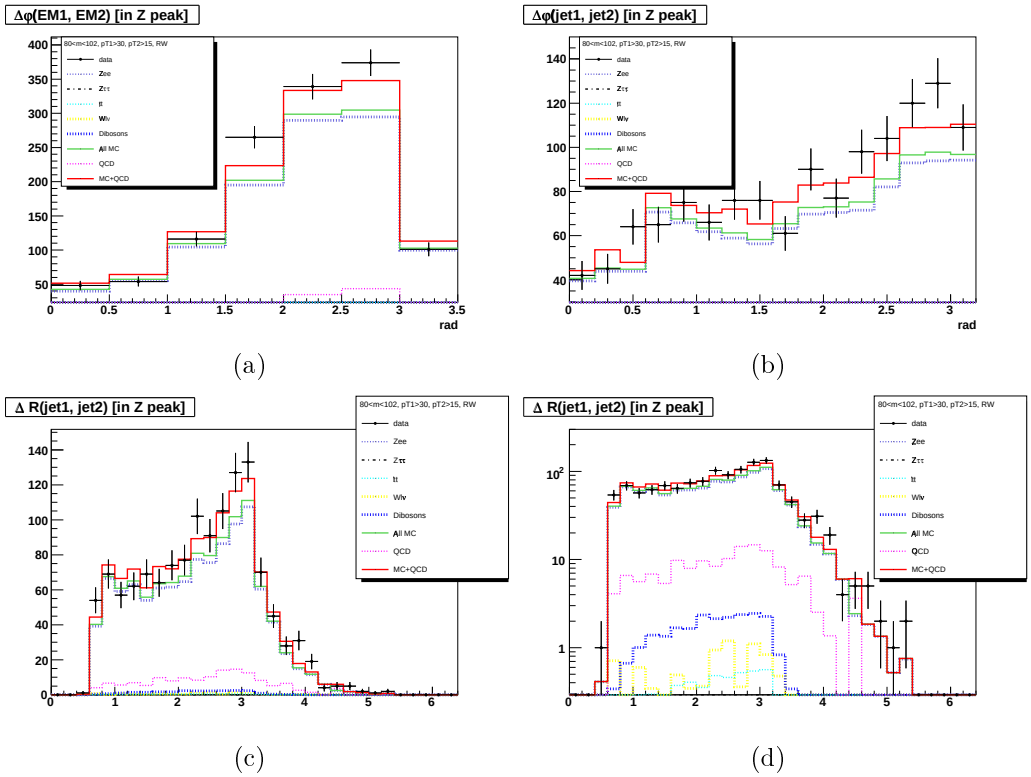
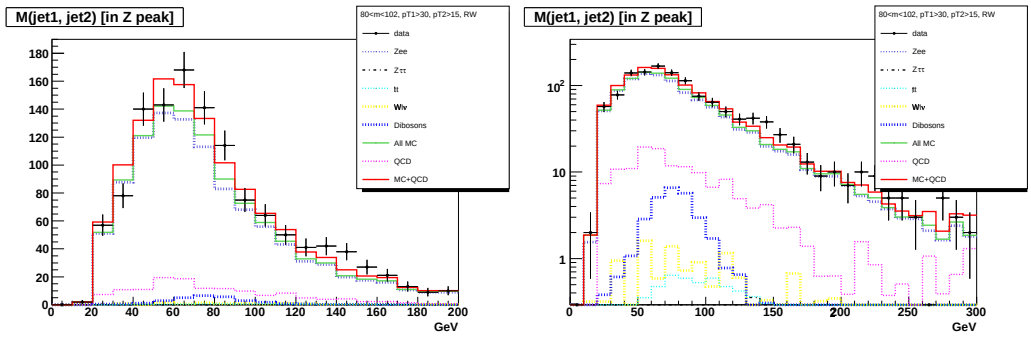


FIG. 4.11 – (a) $\Delta\varphi$ entre les deux EM dominants et (b) $\Delta\varphi$ entre les deux jets dominants. ΔR entre les deux jets dominants en échelle linéaire (c) et logarithmique (d). Toutes les distributions sont tracées après repondération du p_T du Z par la fonction définie par l'Eq. 4.2 et en demandant au moins deux jets tels que $p_T^{jet1} > 30$ GeV et $p_T^{jet2} > 15$ GeV.



(a) (b)

FIG. 4.12 – Masse invariante des jets dominants en échelle linéaire (a) et logarithmique (b). Toutes les distributions sont tracées après repondération du p_T du Z par la fonction définie par l'Eq. 4.2 et en demandant au moins deux jets tels que $p_T^{jet1} > 30$ GeV et $p_T^{jet2} > 15$ GeV.

Chapitre 5

Recherche du sbottom dans la topologie jets et $\not\!\!E_T$ avec 1 fb^{-1} de données

Contents

5.1 Échantillon de données 106
5.2 Simulation du signal 106
5.3 Simulation des bruits de fond 108
5.4 Présélection 109
5.4.1 Présélection minimale 109
5.4.2 Présélection avancée pour l'analyse 112
5.5 Sélection avant étiquetage des jets de hadrons B 113
5.5.1 Coupures $cpf0$ 113
5.5.2 Coupures angulaires contre le bruit de fond multijets 116
5.5.3 Coupure en asymétrie 116
5.5.4 Coupure angulaire contre le bruit de fond électrofaible 120
5.5.5 Veto sur les muons et les objets électromagnétiques 120
5.5.6 Veto sur les traces isolées 121
5.5.7 Contrôle des coupures sur les leptons dans une zone "électrofaible" 123
5.5.8 Coupures finales avant l'étiquetage des jets de quarks b 123
5.5.9 Estimation du bruit de fond multijets 128
5.5.10 A propos de la coupure sur les mauvais vertex . . 132
5.6 Corrections apportées lors de la sélection 136

5.6.1 Sélection d'événements $Z \to \mu\mu$ 136
5.6.2 Correction du profil de luminosité instantanée . . . 137
5.6.3 Correction d'efficacité des coupures $cpf0$ 138
5.6.4 Correction d'efficacité de la coupure des traces isolées 139
5.6.5 De la nécéssité d'une repondération du p_T du Z . . 143
5.7 Étiquetage des jets de quarks b 145
5.7.1 Motivations 145
5.7.2 Principe d'étiquetage des jets de quarks b 145
5.7.3 Détermination de l'étiquetabilité 148
5.7.4 Étiquetage des jets de quarks b 153
5.8 Systématiques 161
5.9 Optimisations 163
5.9.1 Les niveaux de confiances 163
5.9.2 Optimisation sur CL_s 164
5.10 Résultats 164
Conclusion 171

Ce chapitre décrit la recherche du sbottom dont l'intérêt en terme de potentiel de recherche de nouvelle physique a été présenté au chapitre 1.

La stratégie de cette analyse est de se placer dans une topologie jets+$\not\!\!E_T$ avec très peu de bruit de fond multijets. On procèdera ensuite à un étiquetage de jets de quark b pour tenter d'éliminer complètement le bruit de fond multijets et réduire fortement le bruit de fond dû à la physique électrofaible.

5.1 Échantillon de données

Les lots de données analysés correspondent à l'intégralité des données du Run IIa disponibles avec les *triggers* "jets+$\not\!\!E_T$ ". Ces données sont regroupées dans des lots nommés `NP_PASS3_p17.09.03`, `NP_PASS3_p17.09.06`, et `NP_PASS3_p17.09.06b`. La luminosité intégrée associée, une fois les *triggers* `MHT30_3CJT5` et `JT1_ACO_MHT_HT` demandés (décrits à la section 5.4.1), est de 992 ± 61 pb^{-1}.

5.2 Simulation du signal

Le signal est simulé dans le cadre d'un modèle générique de type MSSM, dans lequel on fait varier les masses du quark bottom scalaire ($m_{\tilde{b}_1}$) et du

neutralino le plus léger ($m_{\tilde{\chi}_1^0}$), considéré comme la LSP. Les autres particules supersymétriques ont leur masse fixée à l'ordre du TeV pour éviter leur production. La section efficace de production des paires de squarks sbottom dépend ainsi essentiellement de la masse du sbottom.

Le signal est généré en utilisant `PYTHIA 6.323` et les fonctions de densité de partons `CTEQ6L1` [59, 60]. Les sections efficaces fournies par `PROSPINO-2` [61], sont indiquées dans le tableau 5.1. La chaîne complète de simulation et de reconstruction de DØ est utilisée : `d0gstar p17.09.06`, `d0sim p17.09.06` et `d0reco p17.09.06`.

$m_{\tilde{b}_1}$ $[GeV]$	$\sigma(LO)$ $[pb]$	$\sigma(NLO)$ $[pb]$	K-factor	$m_{\tilde{b}_1}$ $[GeV]$	$\sigma(LO)$ $[pb]$	$\sigma(NLO)$ $[pb]$	K-factor
85	24,2	36,3	1,50	170	0,56	0,71	1,26
90	17,9	26,7	1,49	175	0,47	0,59	1,26
95	13,5	19,8	1,47	180	0,40	0,50	1,24
100	10,3	15,0	1,46	185	0,34	0,42	1,23
105	7,95	11,4	1,44	190	0,29	0,35	1,22
110	6,21	8,82	1,42	195	0,25	0,31	1,22
115	4,90	6,91	1,41	200	0,21	0,25	1,21
120	3,90	5,42	1,39	205	0,179	0,22	1,20
125	3,13	4,32	1,38	210	0,154	0,18	1,19
130	2,53	3,44	1,36	215	0,132	0,16	1,19
135	2,06	2,78	1,35	220	0,113	0,13	1,18
140	1,69	2,25	1,33	225	0,097	0,11	1,18
145	1,39	1,83	1,32	230	0,084	0,098	1,17
150	1,15	1,51	1,31	235	0,072	0,084	1,16
155	0,96	1,24	1,29	240	0,062	0,072	1,16
160	0,80	1,02	1,28	245	0,054	0,062	1,15
165	0,67	0,85	1,27	250	0,047	0,054	1,15

TAB. 5.1 – Sections efficaces de production LO et NLO de paires de $\tilde{b}_1$ au Run II du Tevatron calculées à l'aide de `PROSPINO-2` ainsi que les K-facteurs correspondants en fonction de la masse du $\tilde{b}_1$.

L'ensemble des points générés est présenté à la figure 5.1 ainsi que la zone de l'espace des phases exclue par les analyses précédentes [62, 63, 64]. La différence de masse entre le $\widetilde{b}_1$ et le $\tilde{\chi}_1^0$, Δm, est un paramètre essentiel qui influence de façon importante la topologie finale. Lorsque Δm est petit, les impulsions des quarks de b et des $\tilde{\chi}_1^0$ issus de la désintégration du $\widetilde{b}_1$ sont faibles, ce qui conduit à une topologie avec peu de $\not\!\!E_T$ et des jets de faibles impulsions transverses. *A contrario* lorsque Δm est grand, la topologie finale

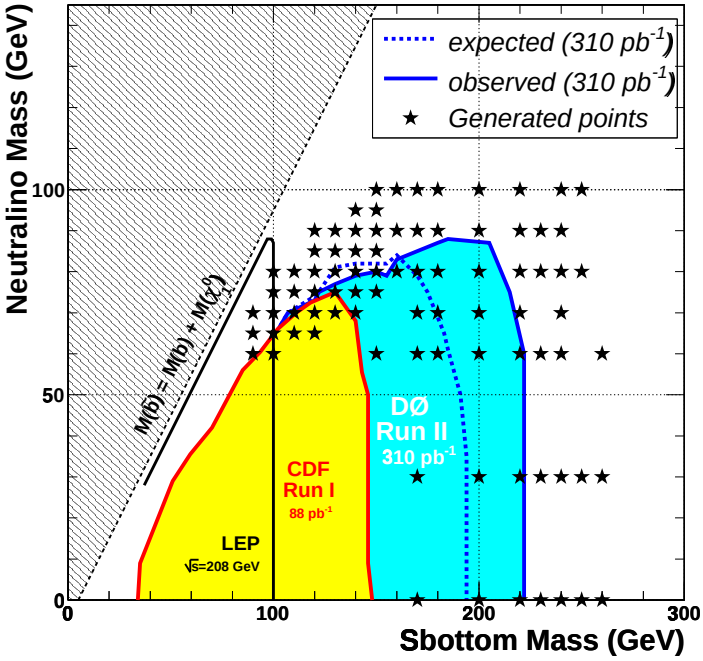


FIG. 5.1 – Espace des paramètres exclu par les précédentes analyses [64] dans le plan masse du $\tilde{\chi}_1^0$ versus masse du $\tilde{b}_1$. Les points de signaux générés pour la présente analyse sont représentés par les étoiles.

a des jets de grandes impulsions transverses accompagnés de grande $\not\!\!E_T$ mais la section efficace de production du $\widetilde{b}_1$ diminue significativement. Les coupures d'analyse seront donc dépendantes des masses ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$) recherchées.

5.3 Simulation des bruits de fond

Seuls les bruits de fond dits "électrofaibles" sont générés, c'est-à-dire tous les types de processus du Modèle Standard sauf ceux produits par des processus purement QCD qui sont difficiles à simuler précisément.

Le générateur `ALPGEN` est utilisé pour les bruits de fond W, Z/γ^* (noté Z) et $t\bar{t}$ avec les mélanges entre productions exclusives et inclusive indiqués par le tableau 5.2.

Les productions Z en leptons chargés (notés $Z \rightarrow ll$) ne contenant pas de saveurs lourdes "dures" sont faites pour des masses invariantes des deux leptons allant de 15 à 250 GeV, celles avec les saveurs lourdes (notées HF, *Heavy Flavour*) vont de 60 à 130 GeV. De plus les productions $Z \rightarrow ll$ 0 et 1 lp (sans saveurs lourdes) subissent une repondération [65] de leur spectre

Processus	Prod. exclusives	Prod. inclusive
$W \to l\nu$, $Z \to \nu\nu$	0, 1, 2, 3, 4 lp	5 lp
$W \to l\nu$ (HF), $Z \to \nu\nu$ (HF) $Z \to ll$, $Z \to ll$ (HF) $t\bar{t}$	0, 1, 2 lp	3 lp

TAB. 5.2 – Tableau récapitulatif des productions faites avec `ALPGEN`. l signifie lepton chargé. Les productions accompagnées de saveurs lourdes c et/ou b sont notées HF (*Heavy Flavour*).

de masse pour corriger la discontinuité à 60 GeV (Fig. 5.2 [55]) due à l'erreur dans la simulation du générateur `ALPGEN` déjà évoquée à la section 4.2.4.

Les productions dibosons (WW, WZ et ZZ) sont générées avec `PYTHIA`. Tous les modes de désintégration des bosons sont autorisés.

Le générateur `CompHEP` sert à générer les productions de top célibataire.

Pour plus de détails sur ces générateurs, le lecteur peut se référer à la section 2.4.2.

5.4 Présélection

Tous les résultats présentés dans cette section ont subi la correction de profil de luminosité f^{Lumi} décrite à la section 5.6.2.

5.4.1 Présélection minimale

De façon à avoir un lot de données facile à étudier les données sont présélectionnées par un ensemble de coupures minimales qui peuvent être utilisées pour l'analyse mais aussi pour l'estimation de certaines corrections et efficacités (voir la section 5.6) :

Coupures de qualité des données Les événements identifiés comme étant du bruit (*empty crate*, *ring of fire*, *coherent noise*, *noon noise*, *spanish fan*) ou appartenant à des mauvais *runs* ou *lbns* sont retirés (Sec. 2.5).

Sélection par les *triggers* Les données doivent avoir déclenché les *triggers* `MHT30_3CJT5` ou `JT1_ACO_MHT_HT` définis comme :

- `MHT30_3CJT5`
  - ◇ **Au niveau 1 (L1)** : `CJT(3,5)`, c'est-à-dire au moins 3 tours de *trigger* avec au moins 5 GeV d'énergie transverse,

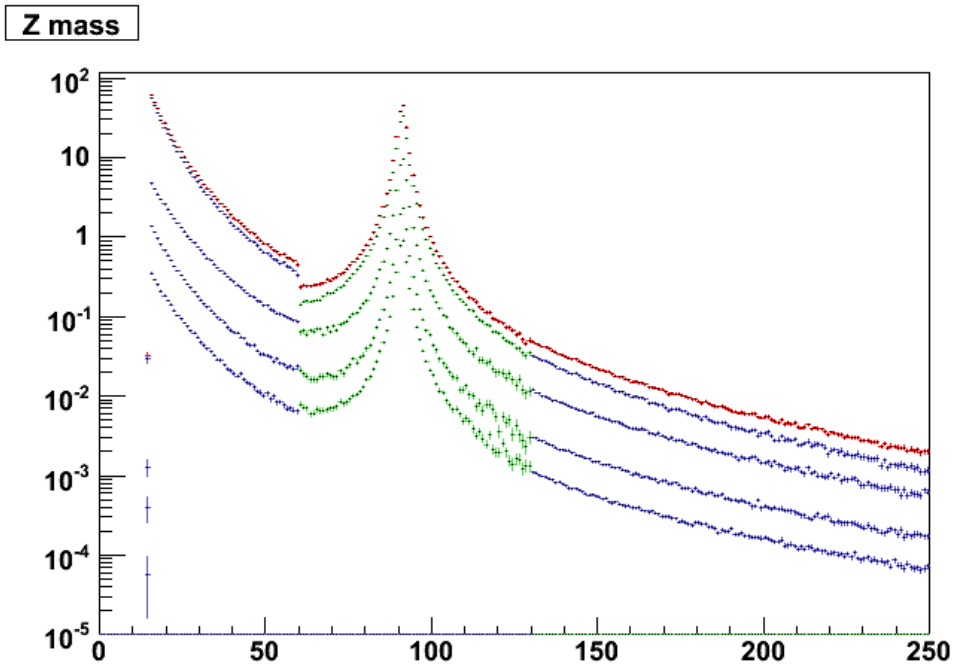


FIG. 5.2 – Masse invariante pour les événements $Z/\gamma^* \rightarrow ll$ générés par ALPGEN. De bas en haut 3 lp inclusif, 2, 1, et 0 lp exclusifs, et en rouge la somme des quatre lots. La normalisation relative entre les lots utilise les sections efficaces et les $K-facteurs$ donnés dans le tableau 5.3 pour une luminosité arbitraire. Les changements de couleur entre bleu et vert indiquent les changements de lot de génération : [15-60] GeV, [60-130] GeV et [130-250] GeV (de gauche à droite). On observe un décrochage, particulièrement marqué pour les lots 0 et 1 lp autour de 60 GeV dû à un bug dans les versions d'ALPGEN antérieures à v2.12.

- ◇ **Au niveau 2 (L2)** : $mH_T > 20$ GeV, où mH_T est la somme vectorielle des impulsions transverses des jets,
- ◇ **Au niveau 3 (L3)** : $mH_T > 30$ GeV,

– JT1_ACO_MHT_HT

- ◇ **Au L1** : CJT(3,5) et CJT(3,4eta2.6) (au moins 3 tours de *trigger* avec $E_T > 4$ GeV et $|\eta_{det}| < 2.6$). Lorsque que le Tevatron s'est mis à délivrer une luminosité supérieure à celle pour laquelle était addapté ce niveau, une nouvelle condition a été ajoutée : CJT(1,7eta1.8) (au moins 1 tour de *trigger* avec $E_T > 7$ GeV et $|\eta_{det}| < 1.8$) [68]
- ◇ **Au L2** : $mH_T > 20$ GeV, acoplanarité$< \frac{15}{16}\pi$ rad. L'acoplanarité

Bruits de fond	Nombres d'événements	σ (pb)	K-facteurs
$W \to l\nu$	8.201.446	6.239,071	1,318
$W \to l\nu$ (HF)	4.045.975	223,863	1,318
$Z \to \nu\nu$	2.450.441	1.144,562	1,322
$Z \to \nu\nu$ (HF)	715.978	35,358	1,322
$Z \to ll$	13.674.298	1.760,938	1,329
$Z \to ll$ (HF)	1.326.623	18,200	1,329
Dibosons	998.000	16,590	1
$t\bar{t} \to b\bar{b}q_1q_2q_3q_4$	228.500	2,108	1.374
$t\bar{t} \to b\bar{b}q_1q_2l\nu$	497.158	2,100	1.374
$t\bar{t} \to b\bar{b}l\nu l\nu$	522.213	0,529	1.374
t célibataire	1.131.225	3,146	1

TAB. 5.3 – Tableau récapitulatif des bruits de fonds "électrofaibles" simulés avec le nombre d'événements générés, la section efficace en pb et le facteur multiplicatif (*K-facteur*) à appliquer le cas échéant. l signifie lepton chargé. HF (*Heavy Flavour*) indique que la production s'est faite accompagnée de saveurs lourdes c et/ou b. q_1 (resp. q_3) n'a pas le même isospin faible que q_2 (resp. q_4).

étant la différence d'angle azimutal entre les deux jets dominants,

- ◇ **Au L3** : $mH_T > 30$ GeV, acoplanarité$< 170°$, $H_T > 50$ GeV. H_T étant la somme scalaire des impulsions transverses des jets. La différence minimale d'angle azimutal entre les jets et mH_T doit être supérieure à 25°.

`JT1_ACO_MHT_HT` a succédé à `MHT30_3CJT5` dans le but de réduire les taux du niveau L2, ce qui explique que sa définition ne soit qu'un sous-ensemble de `MHT30_3CJT5`. Le terme de déclenchement L1MET étudié au chapitre 3 n'a été utilisé que pour les données du Run IIb, ce qui explique son absence dans ces *triggers* dédiés à la collecte des données du Run IIa.

La simulation est pondérée avec une émulation de ces deux *triggers*, qui tient compte de la part de luminosité enregistrée par chacun des *triggers*. Cette émulation a été développée au sein de la collaboration dans le cadre de la recherche du boson de Higgs [67, 66] dans le canal $ZH \to \nu\bar{\nu}b\bar{b}$ qui utilise les même *triggers* que cette analyse. Le principe de cette émulation est de partir des jets simulés utilisés dans l'analyse pour calculer des variables semblables à celles employées aux niveaux L1, L2 et L3 du système de déclenchement.

Pour le niveau L1, on évalue la probabilité que le nombre de tours de *trigger* au-dessus d'un certain seuil dépasse le nombre requis par le *trigger* étudié. Les décisions des niveaux L2 et L3 sont simulées à partir des jets

offline de p_T supérieur à 15 GeV. Pour un jet donné et pour chacun des niveaux L2 et L3, on calcule la probabilité que le jet soit reconstruit ainsi que son énergie équivalente au niveau étudié. La différence de résolution entre l'énergie *offline* du jet et celle dans le système de déclenchement est prise en compte, en particulier lorsqu'on calcule des variables comme mH_T. De plus, on tient compte des différences de réponse du calorimètre selon que le jet est situé dans les parties CC, EC ou IRC du calorimètre.

Coupures topologiques Afin d'éliminer une grande quantité de bruit de fond multijets et se placer dans la zone où les *triggers* ont pleine efficacité on demande $METBCORRCALO > 40$ GeV, p_T^{jet1} et $p_T^{jet2} > 15$ GeV, acoplanarité $< 165°$. $METBCORRCALO$ est la $\not\!\!E_T$ corrigée au niveau calorimétrique (Sec. 2.3.5) et p_T^{jet1} (resp. p_T^{jet2}) l'impulsion transverse du premier (resp. second) jet, les jets étant classés par p_T décroissant. La coupure en acoplanarité est très sélective contre le bruit de fond dijets, qui produit principalement des jets dos-à-dos.

Acceptance du détecteur de trace De nombreuses coupures ainsi que l'étiquetage de jets de b auront besoin de l'information sur les traces ; on se place donc dans l'acceptance du détecteur de traces en demandant que la coordonnée z du vertex primaire satisfasse $|z| < 60$ cm.

5.4.2 Présélection avancée pour l'analyse

La présélection est poussée plus en avant pour l'analyse en demandant que $MINMET > 40$ GeV (MINMET est définie à la section 2.3.5). Cette coupure élimine ainsi une bonne partie des événements Z se désintégrant en muons et c'est pourquoi les études avec le Z se désintégrant en muons de la section 5.6 se font en utilisant la présélection précédente.

On requiert de plus qu'il n'y ait pas de mauvais jets de plus de 15 GeV, et que la somme vectorielle des impulsions transverses des jets de $p_T > 15$ GeV, mH_T, soit supérieure à 40 GeV. Le jet dominant doit avoir son impulsion supérieure à 25 GeV et être dans la partie centrale du calorimètre : $|\eta_{det}^{jet1}| < 0,8$. Cette dernière coupure élimine beaucoup de bruit de fond instrumental dû à la région inter-cryostat (Fig. 5.3).

5.5 Sélection avant étiquetage des jets de hadrons B

Tous les résultats présentés dans cette section ont subi la correction de profil de luminosité f^{Lumi} décrite à la section 5.6.2.

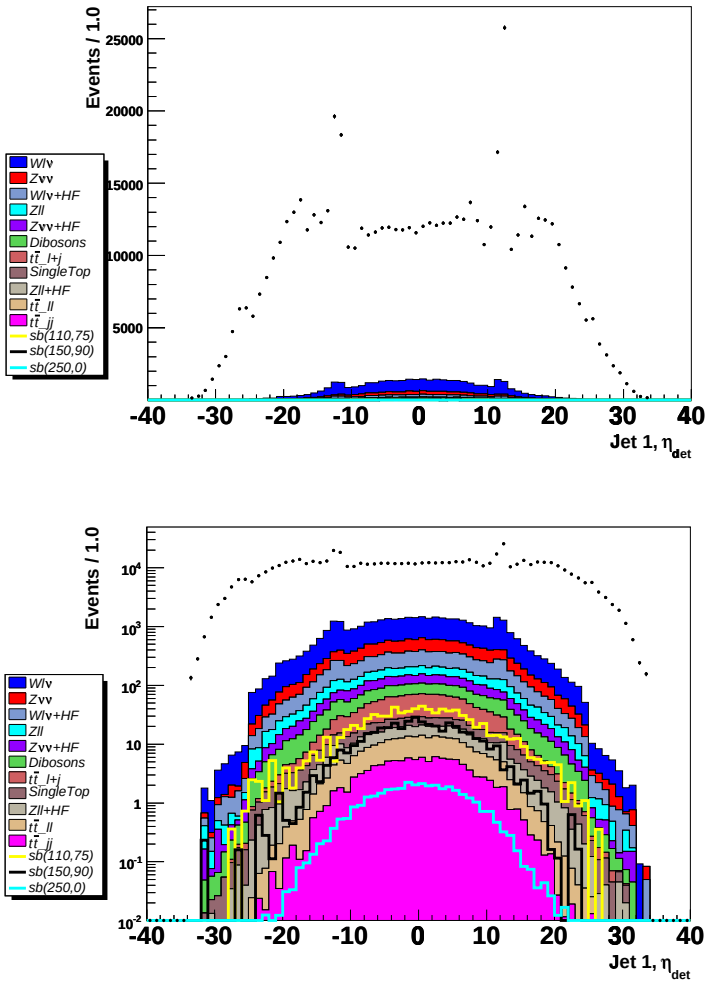
5.5.1 Coupures $cpf0$

Un moyen pour réduire la contribution des événements provenant des collisions molles est de demander à ce que les jets soient issus du vertex primaire principal, PV_0 (Sec. 2.3.1). Pour cela on construit la variable $cpf0$ qui évalue pour un jet donné quelle proportion occupe la somme des impulsions transverses des traces liées au jet et au vertex primaire principal PV_0 par rapport à celle des traces liées au jet et à n'importe quel vertex primaire :

$$cpf0 = \frac{\sum p_{T\,traces\ appartenant\ au\ jet\ et\ PV_0}}{\sum_{PV_i} \sum p_{T\,traces\ appartenant\ au\ jet\ et\ PV_i}} \tag{5.1}$$

$$cpf0 = \begin{cases} 1 & \text{si toutes les traces dans le jet appartiennent au } PV_0 \\ 0 & \text{si aucune trace du jet est liée au } PV_0 \\ -1 & \text{si le jet n'a pas de trace (hors de l'acceptance du détecteur de trace ou particule neutre)} \end{cases} \tag{5.2}$$

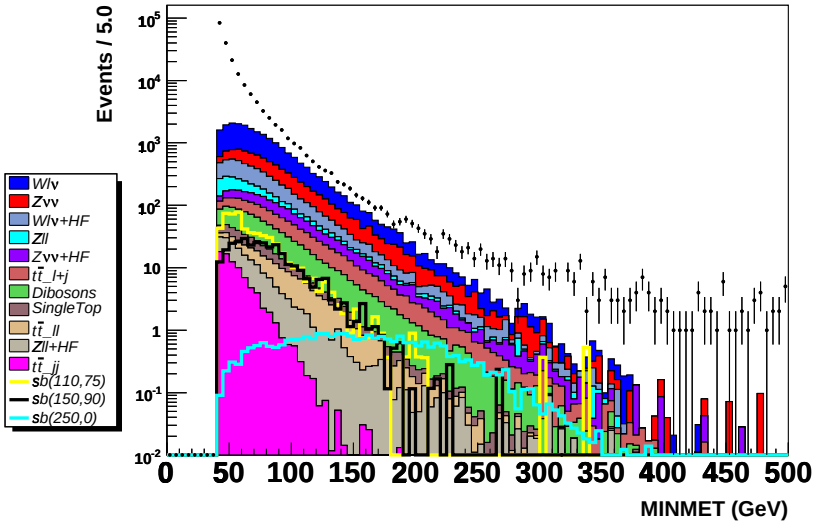
Les coupures appliquées sont $cpf0 > 0,5$ pour tous les jets au-dessus de 15 GeV et $cpf0 > 0,85$ pour les trois jets dominants (s'ils existent). La simulation est corrigée d'une efficacité $\epsilon^{cpf0}(N^{PV})$ dépendante du nombre de vertex primaires (Sec. 5.6.3). Le figure 5.4 montre que cet ensemble de coupures nettoie en particulier la queue de la distribution de la MINMET en éliminant les événement multijets et permet ainsi d'avoir un meilleur accord entre données et simulation.



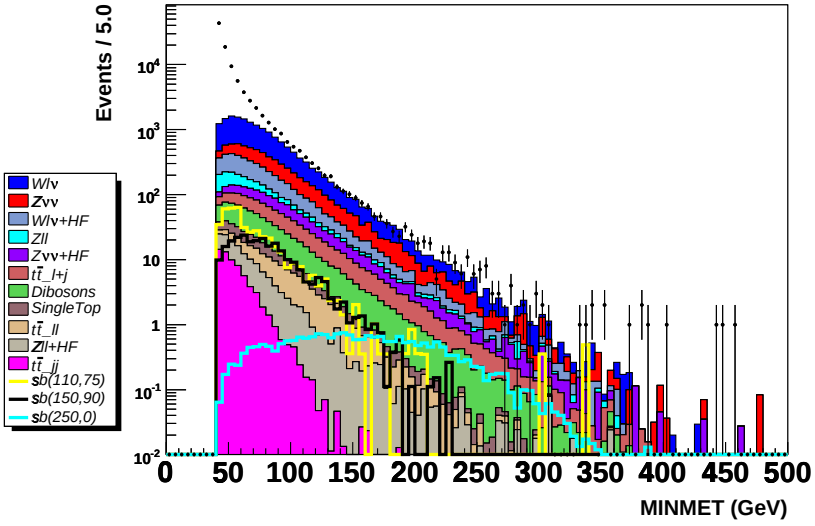
(a)

(b)

FIG. 5.3 – Distributions de la variable $\eta_{det}^{jet1} \times 10$ en échelle linéaire (a) et échelle logarythmique (b) avant la coupure de présélection à 0,8. Les bruits de fond électrofaibles sont en couleurs pleines, et empilés les uns sur les autres. Ils sont ordonnés en nombre d'événements croissant, de bas en haut de la pile. La légende suit le même agencement. Différents points de signal sbottom sont représentés par des lignes de couleur superposées (et non empilées) sur les bruits de fond électrofaibles. Les données sont les points noirs. Ces conventions sont gardées dans tout le chapitre. La différence entre les données et les bruits de fond électrofaibles est due aux événements multijets qui ne sont pas simulés.



(a)



(b)

FIG. 5.4 – Distributions de MINMET avant (a) et après (b) les coupures en $cpf0$.

5.5.2 Coupures angulaires contre le bruit de fond multijets

On définit $\Delta\varphi_{min}$ et $\Delta\varphi_{max}$ les différences d'angle azimutal minimale et maximale[1] entre MINMET et les jets de $p_T > 15$ GeV.

Le bruit de fond multijets est composé d'événements dont l'énergie d'au moins un des jets est mal mesurée. Dans le cas où l'énergie d'un jet est sous-estimée, la direction de la $\not\!\!E_T$ dans le plan transverse au faisceau va être proche de celle du jet. Ces événements ont donc de faibles valeurs de $\Delta\varphi_{min}$ (Fig. 5.5.a). Dans le cas d'une surestimation de l'énergie d'un jet, la direction de la $\not\!\!E_T$ va être opposée à celle du jet. Comme le montre la distribution de $\Delta\varphi_{max}$ dans la figure 5.5.b, la surestimation de l'énergie d'un jet ne permet pas de discrimination directe du bruit de fond multijets. Cependant, le bruit de fond multijets est majoritairement composé d'événements avec deux jets dos-à-dos. Une grande valeur de $\Delta\varphi_{max}$ est alors corrélée à une faible valeur de $\Delta\varphi_{min}$. On construit la variable $\Delta\varphi_{max} - \Delta\varphi_{min}$ (Fig. 5.6.a), qui permet de discriminer le bruit de fond multijets du signal.

Les coupures $\Delta\varphi_{max} - \Delta\varphi_{min} < 140°$ et $\Delta\varphi_{min} > 40°$ réduisent ainsi notablement la contribution du bruit de fond multijets.

On peut remarquer un décrochage dans la distribution $\Delta\varphi_{max} - \Delta\varphi_{min}$ de la figure 5.6.a, qui est dû à la coupure de présélection en acoplanarité (Sec. 5.4). En effet pour des événements avec uniquement deux jets (jet_A et jet_B), largement majoritaires, on a :

$$\begin{aligned} Acoplanarité &= \Delta\varphi(jet_A, jet_B) \\ &= |\Delta\varphi(jet_A, \not\!\!E_T\ ) - \Delta\varphi(jet_B, \not\!\!E_T\ )| \\ &= \Delta\varphi_{max} - \Delta\varphi_{min} \end{aligned} \tag{5.3}$$

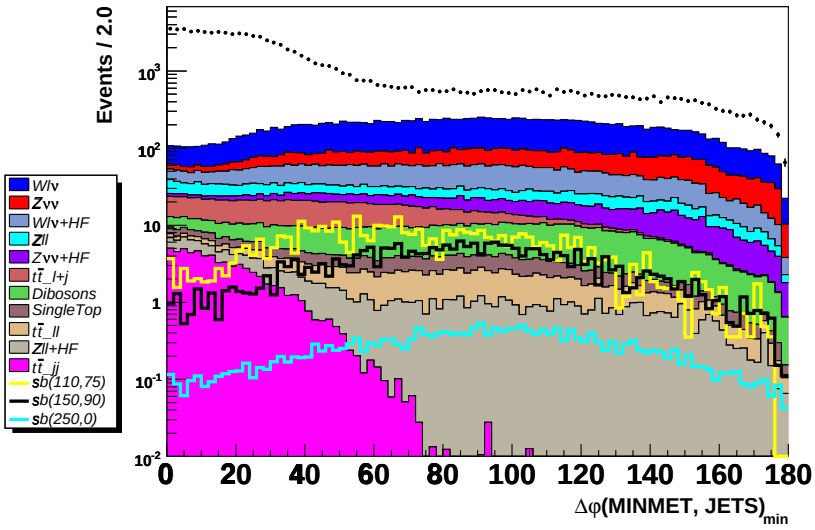
La variable $\Delta\varphi_{max} - \Delta\varphi_{min}$ est alors inférieure à 165°.

5.5.3 Coupure en asymétrie

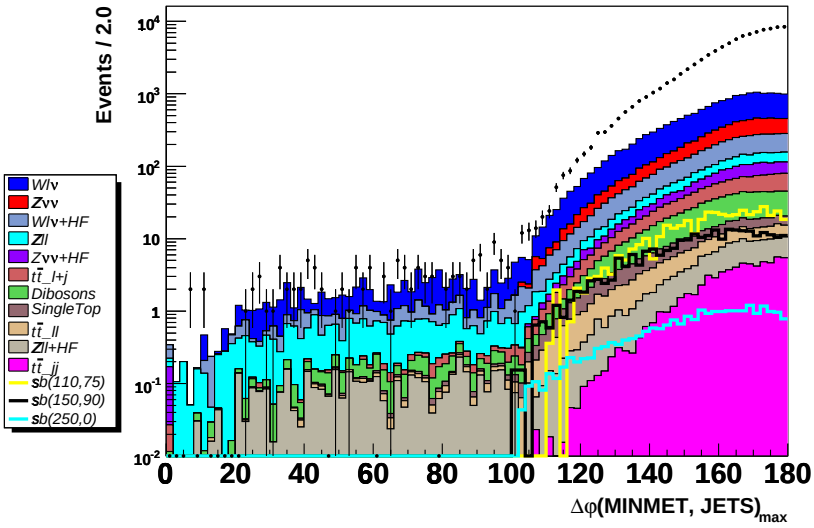
Si l'un des jets de l'événement n'est pas reconstruit, il ne sera pas calibré et sera donc source de fausse $\not\!\!E_T$, permettant par exemple aux événements de passer les coupures en $\not\!\!E_T$. On peut repérer de tels événements à l'aide de la la grandeur *asymétrie* :

$$asymétrie = \frac{MINMET - mH_T}{MINMET + mH_T} \tag{5.4}$$

[1] parfois notées $\Delta\varphi(MINMET, jets)_{min}$ et $\Delta\varphi(MINMET, jets)_{max}$.



(a)

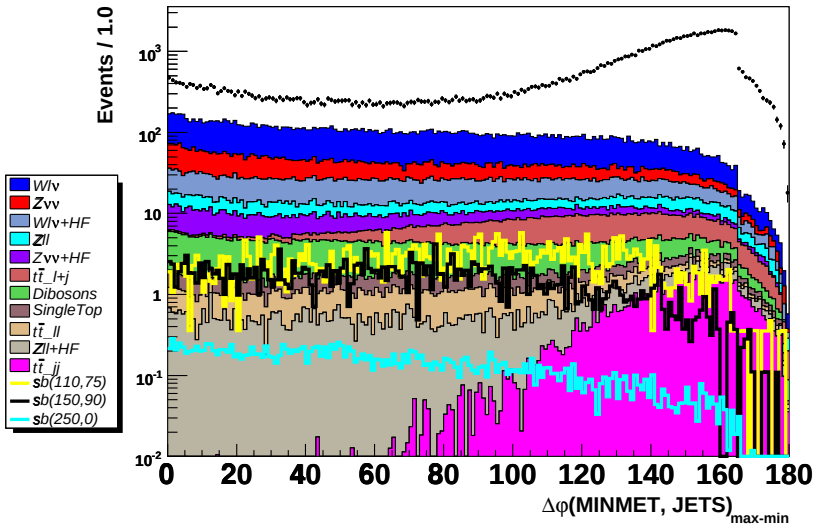


(b)

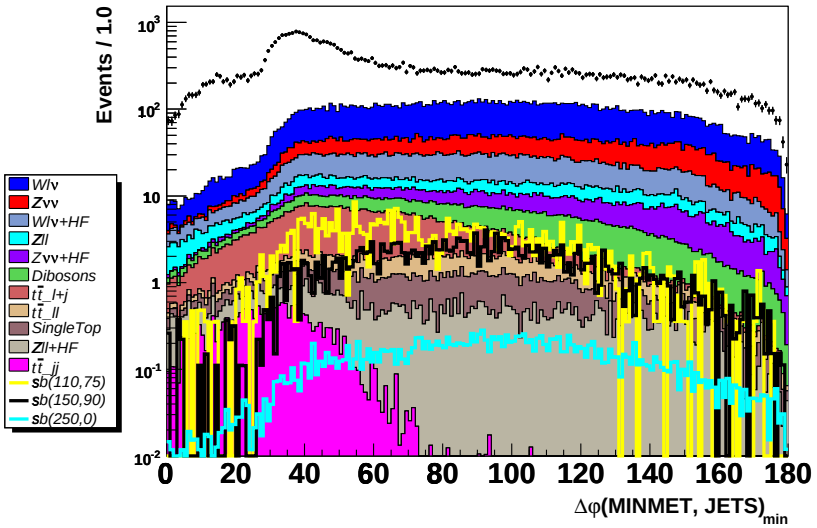
FIG. 5.5 – Distributions $\Delta\varphi_{min}$ (a) et $\Delta\varphi_{max}$ (b) en degrés.

En effet, si le jet échappe à l'identification, il est quand même compté dans la $\not\!\!E_T$ par son dépôt d'énergie brute, mais n'est pas du tout inclu dans le calcul de mH_T. Il se crée alors un grand désaccord entre la $\not\!\!E_T$ et mH_T : mH_T étant généralement très amplifié (Fig. 5.7). Une coupure supérieure à $-0,04$ en *asymétrie* permet de rejeter un bonne partie du bruit de fond multijets.

À ce stade, on procède à un ensemble de coupures qui réduit davantage la contribution du bruit de fond multijets : $MINMET > 50$ GeV, $|\eta_{det}^{jet2}|$ et



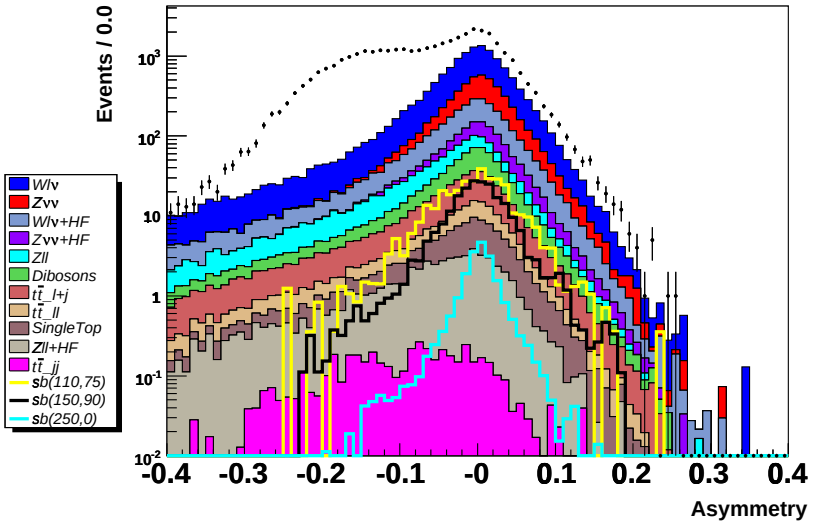
(a)



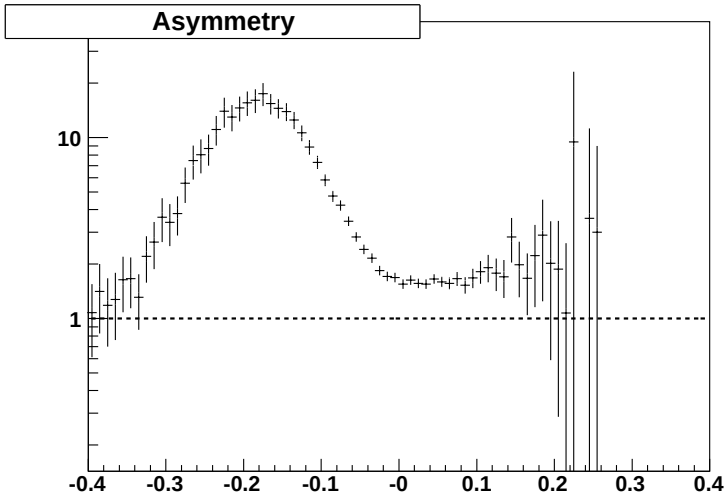
(b)

FIG. 5.6 – Distributions $\Delta\varphi_{max} - \Delta\varphi_{min}$ (a) et $\Delta\varphi_{min}$ (b) en degrés juste avant que l'on coupe séquentiellement sur la variable tracée.

$|\eta_{det}^{jet3}|$ inférieurs à 2.



(a)



(b)

FIG. 5.7 – (a) Distribution de l'asymétrie. (b) Rapport des données par la simulation pour l'asymétrie. Les deux distributions sont faites juste avant la coupure sur l'asymétrie à $-0,04$.

5.5.4 Coupure angulaire contre le bruit de fond électrofaible

À ce niveau de l'analyse, le bruit de fond "électrofaible" commence à avoir une contribution relativement importante. La coupure $\Delta\varphi_{min} < 120°$ permet de rejeter une région de l'espace des phases où il domine le signal sbottom (Fig. 5.8).

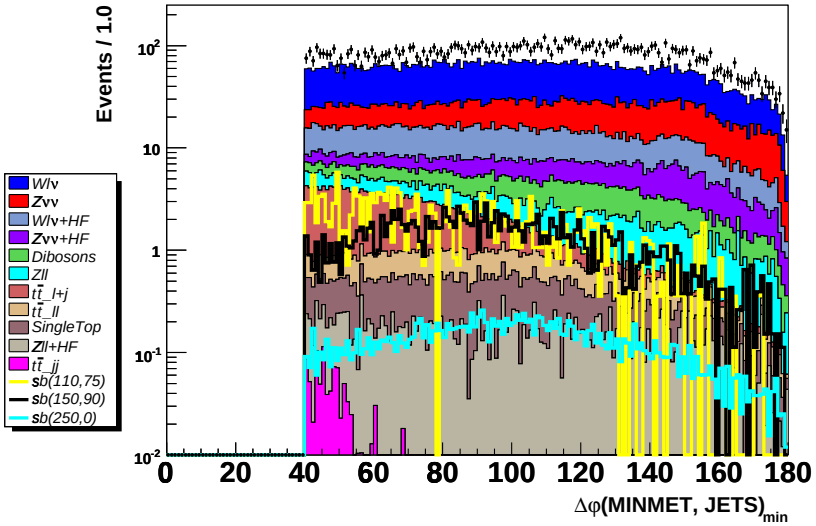


FIG. 5.8 – $\Delta\varphi_{min}$ avant la coupure supérieure à 120°.

5.5.5 Veto sur les muons et les objets électromagnétiques

Un veto est effectué sur les événements contenant des muons et les objets électromagnétiques (EM) isolés car ceux-ci, majoritairement issus de la physique standard électrofaible, ne font pas partie de la signature du signal recherché.

Les événements avec au moins un muon *medium* isolé (défini à la section 2.3.4) d'impulsion transverse supérieure à 5 GeV, sont rejetés.

La simulation est corrigée en prenant les paramétrisations d'efficacité d'identification officielles de la collaboration. Les corrections pour un muon *medium* dépendent de η et φ, et celle de l'isolation du nombre de jets de p_T au-dessus de 15 GeV.

Les événements avec des objets EM d'impulsion transverse de plus de 5 GeV sont éliminés. Ces objets doivent :

- ◇ être dans l'acceptance du calorimètre électromagnétique : $|\eta_{det}| < 1,1$ ou $1,5 < |\eta_{det}| < 2,4$
- ◇ avoir 90% de leur énergie dans la partie électromagnétique du calorimètre
- ◇ avoir une isolation inférieure à 0,2
- ◇ avoir une forme de gerbe correcte. On demande $Hmx7 < 50$ pour un EM dans le CC, et $Hmx8 < 75$ s'il est dans les EC, ce qui correspond à des coupures peu sévères.
- ◇ être disjoints des jets de $p_T > 15\ GeV$: $\Delta R(EM, jets) > 0.4$

La différence d'efficacité de sélection entre simulation et données est prise en compte en utilisant les efficacités relatives calculées par la collaboration. Elles dépendent du $|\eta_{det}|$ de l'objet EM.

5.5.6 Veto sur les traces isolées

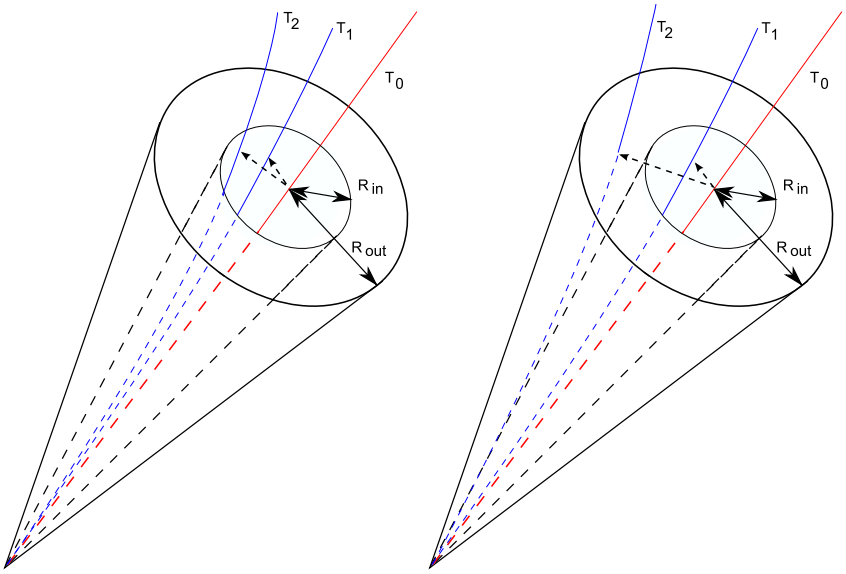
Les jets de τ ont la particularité d'être très collimés. Il est donc possible d'éliminer les jets de τ, très présents à ce stade de l'analyse, en effectuant un veto dit sur les "traces isolées" (*Isolated tracks*).

Une trace isolée, T_0, doit tout d'abord satisfaire un certain nombre de critères de qualité : $p_T > 5$ GeV, au moins 8 fibres du détecteurs à fibres scintillantes (CFT) touchées, χ^2/ndf d'ajustement de la trace inférieur à 5 et la trace doit être proche du vertex primaire[2]. La trace est alors déclarée isolée (Fig. 5.9) s'il n'y a pas d'autre trace satisfaisant ces mêmes critères de qualité mais avec une coupure en impulsion transverse de 1,5 GeV, dans un cône de rayon $R_{out} = 0,4$. Pour tenir compte du fait que le τ peut se désintégrer hadroniquement, le cône est évidé d'un autre cône de rayon $R_{in} = 0,1$, dans lequel la présence de traces n'empêche pas la trace principale d'être déclarée isolée.

Les facteurs correctifs $\epsilon^{isotkr,\ trk}$ et $\epsilon^{isotkr,\ jet}$, définis dans la section 5.6.4 sont appliqués à la simulation pour tenir compte des différences d'efficacité de reconstruction des traces avec les données.

Il est à noter que cette coupure est aussi efficace contre les électrons et les muons qui auraient échappé aux coupures précédentes.

[2]le point de la trajectoire le plus proche du vertex doit être à moins de 5 cm en z et 2 cm en $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ du vertex primaire.



(a) T_0 est isolée (b) T_0 n'est pas isolée

FIG. 5.9 – Schémas expliquant la définition d'une trace isolée utilisée pour rejeter les jets collimés de τ. La trace de référence, qui satisfait un certain nombre de critères de qualité est T_0 (en rouge). Les traces qui vont servir à savoir si T_0 est isolée sont T_1 et T_2 (en bleu). Elles satisfont d'autres critères de qualité. Dans le schéma (a), T_1 et T_2 sont toutes les deux dans le cône de rayon R_{in}, T_0 est donc isolée (ce qui prend en compte les cas de désintégration hadronique des τ). Dans le schéma (b), à cause du fait que T_2 est à une distance angulaire comprise entre R_{in} et R_{out}, T_0 n'est plus isolée.

5.5.7 Contrôle des coupures sur les leptons dans une zone "électrofaible"

Pour vérifier que les coupures sur les leptons isolés (Sec. 5.5.5 et 5.5.6) sont bien contrôlées, on se place dans une région avec très peu de bruit de fond multijets en demandant MINMET> 110 GeV, $p_T^{jet1} > 65$ GeV et $p_T^{jet2} > 35$ GeV, et sans faire les coupures sur les leptons isolés. Ceci conduit à 403±20 événements dans les données et 401±7 événements dans la simulation. Les distributions des impulsions transverses des EM et muons dominants (Fig. 5.10 a et b) confirment le bon accord entre données et simulations. La figure 5.11 montre que l'accord est amélioré dans la distribution du nombre de traces isolées une fois que les efficacités déterminées dans le pic du Z se désintégrant en muons sont appliquées (Sec. 5.6.4).

5.5.8 Coupures finales avant l'étiquetage des jets de quarks b

On procède à un lot de coupures qui affine la sélection. Tout d'abord, il est demandé qu'aucun vertex primaire ne soit à moins de 20 cm du PV_0. Cette coupure a pour effet d'éliminer un bruit important à ce stade de l'analyse, dû à une mauvaise identification du PV_0. Une justification détaillée de cette coupure est faite à la section 5.5.10 où toutes les informations nécessaires seront disponibles pour comprendre l'intérêt de la coupure.

Les coupures $MINMET > 60$ GeV, $p_T^{jet1} > 40$ GeV, $p_T^{jet2} > 20$ GeV réduisent encore davantage le bruit de fond multijets.

Le bruit de fond $t\bar{t}$ n'est pas fortement réduit par l'étiquetage de jet de b (Sec. 5.7) car il contient naturellement deux b par événement. Cependant, comme le montre la distribution du nombre de jets après un double étiquetage de jets de b (Fig. 5.12), toutes les coupures de sélection étant appliquées, ce bruit de fond possède une grande multiplicité de jets. Une coupure requérant uniquement 2 ou 3 jets d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV permet d'éliminer une grande quantité de $t\bar{t}$ qui ne serait pas rejetée par l'étiquetage de jets de b.

Un résumé des coupures de sélection, avec le nombre d'événements dans les données, la simulation et le point de signal ($m_{\tilde{b}} = 150$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 90$ GeV), est présenté dans le tableau 5.4.

Les nombres d'événements restants dans les données, et attendus pour les bruits de fond électrofaibles et pour le signal, sont répertoriés dans le tableau 5.5.

Les distributions de MINMET, du nombre de jets avec $p_T > 20$ GeV,

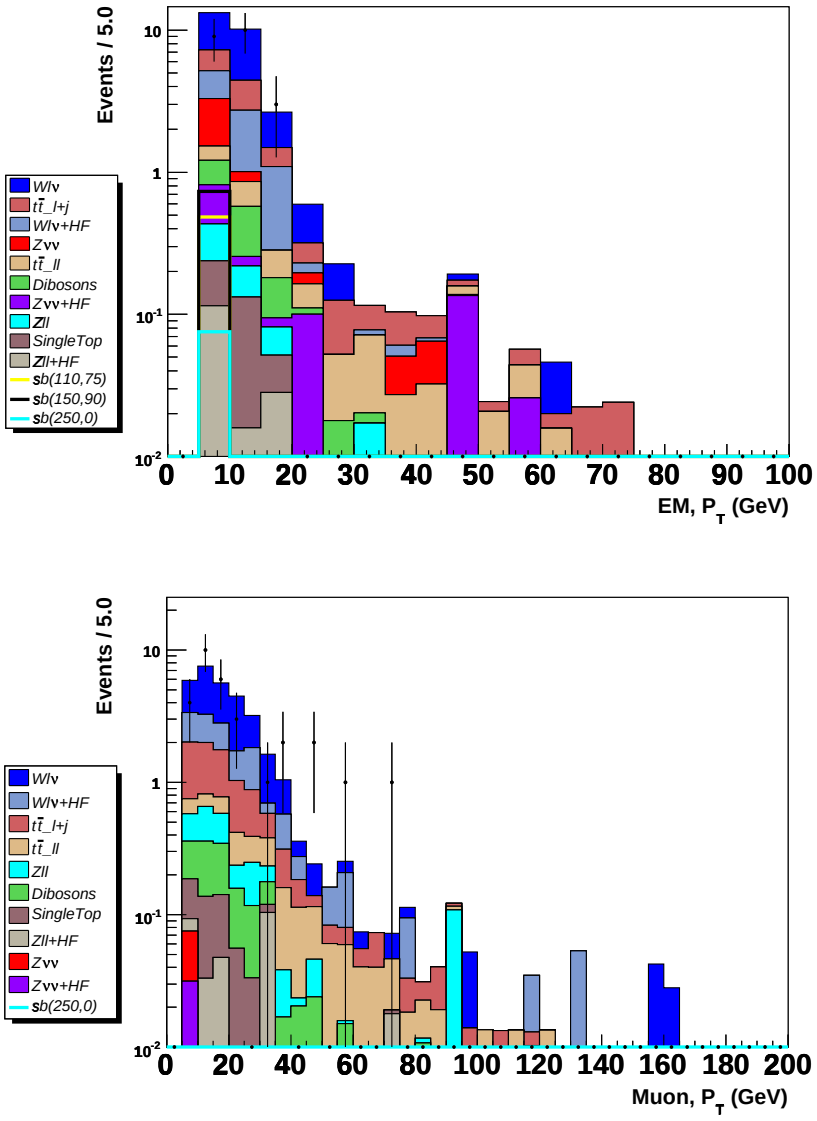
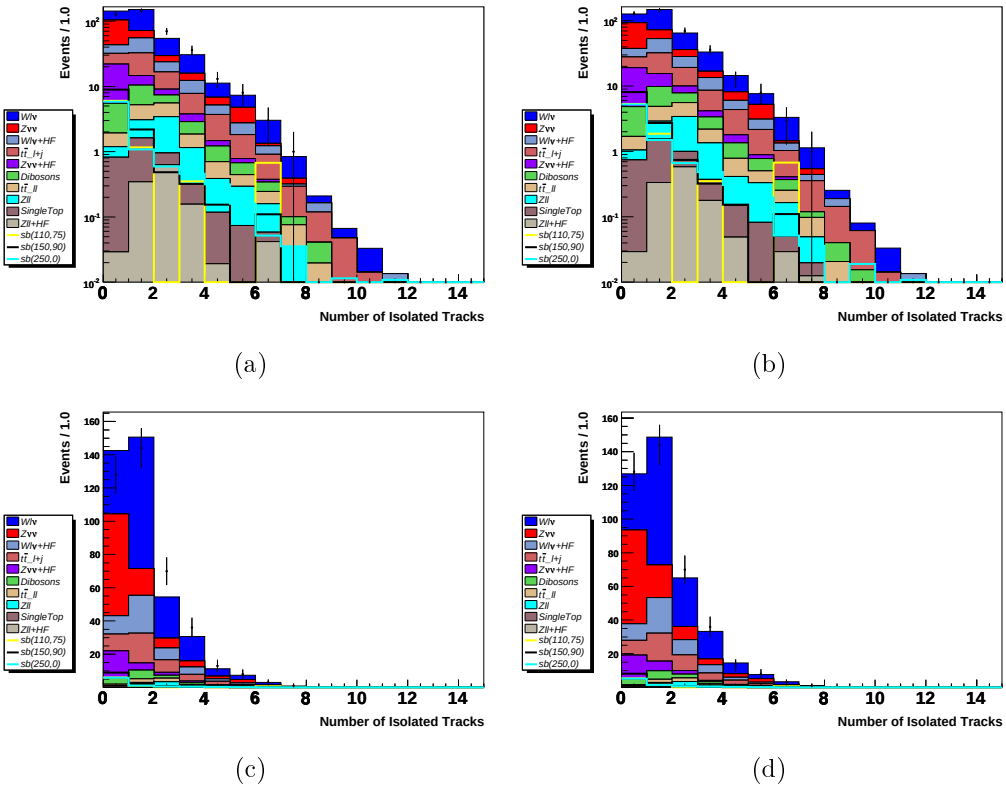


FIG. 5.10 – Distributions de l'impulsion transverse de l'objet électromagnétique (a) et du muon (b) dominants, dans la région sans bruit de fond multijets (MINMET>110 GeV, p_T^{jet1} >65 GeV et p_T^{jet2} >35 GeV).



(a) (b)

(c) (d)

FIG. 5.11 – Nombre de traces isolées, en échelle logarithmique (en haut) et linéaire (en bas), dans la région sans bruit de fond multijets, avec (b et d) et sans (a et c) correction d'efficacité.

Coupures	Données	Simulation électrofaible	$(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (150, 90)$
Préselection	193676	215145	321
Coupures en $cpf0$	94825	16541	257
$\Delta\varphi_{max} - \Delta\varphi_{min} < 140°$	51116	14933	240
$\Delta\varphi_{min} > 40°$	38004	13687	226
$asymétrie > -0,04$	17064	10165	193
$MINMET > 50$ GeV	13060	9071	179
$\lvert\eta_{det}^{jet2}\rvert, \lvert\eta_{det}^{jet3}\rvert < 2$	11560	8218	169
$\Delta\varphi_{min} < 120°$	7131	5262	131
Veto μ	6617	4815	131
Veto EM	6188	4522	129
Veto traces isolées	2305	1560	88
Coupure sur les vertex	1621	1199	63
$MINMET > 60$ GeV	1107	935	52
$p_T^{jet1} > 40$ GeV	1088	923	52
$p_T^{jet2} > 20$ GeV	873	760	49
Nombre de jets avec $p_T > 15$ GeV	794	662	46

TAB. 5.4 – Nombre d'événements au fil des coupures pour les données, la simulation de bruits de fond électrofaibles et le signal $(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (150, 90)$. Le bruit de fond multijets n'est pas simulé à ce stade.

Lots	Nombre d'événements	Acceptance
Données	794	
$W \to l\nu$	267,5 ± 7,8	
$Z \to \nu\nu$	249,0 ± 7,7	
$W \to l\nu + HF$	59,6 ± 1,9	
$Z \to \nu\nu + HF$	51,6 ± 1,6	
Dibosons (WW, WZ, ZZ)	19,0 ± 0,3	
$t\bar{t} \to l\nu qq'b\bar{b}$	6,9 ± 0,2	
t célibataire	3,2 ± 0,1	
$Z \to l\bar{l}$	3,1 ± 0,4	
$t\bar{t} \to ll'\nu\nu b\bar{b}$	1,5 ± 0,1	
$Z \to l\bar{l} + HF$	0,4 ± 0,1	
Total bruits de fond électrofaibles	661,7 ± 11,2	
Bruits de fond multijets (par fonction d'ajustement)	127,1 ± 32,9	
$(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (110, 75)$	41,8 ± 4,5	0,5 %
$(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (150, 90)$	45,7 ± 2,6	3,1 %
$(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (250, 0)$	5,1 ± 0,2	9,5 %

TAB. 5.5 – Nombre d'événements après les coupures de sélection avant étiquetage des jets de quarks b, pour les données, les bruits de fond électrofaibles et trois points signaux. Les incertitudes sont statistiques. Les bruits de fond électrofaibles sont classés par ordre décroissant. La notation HF indique les lots produits avec des radiations de saveurs lourdes b et c. Le bruit de fond multijets n'est pas simulé, ce qui explique l'écart entre les données et le total des bruits de fond électrofaibles.

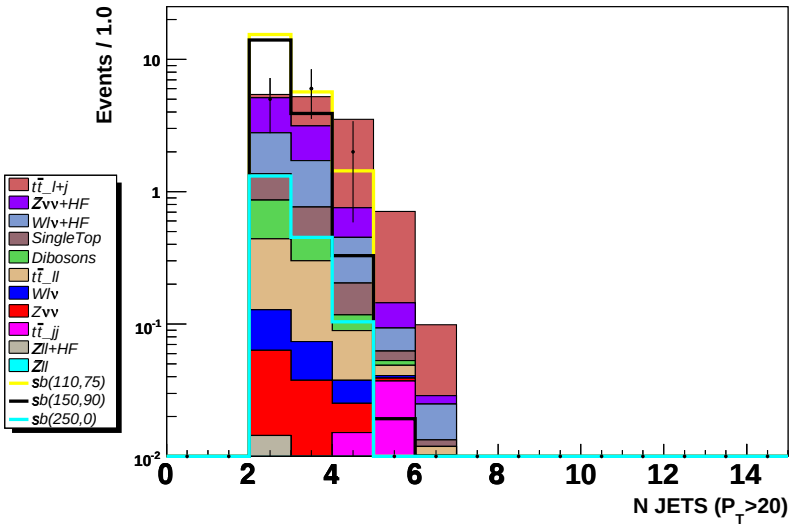
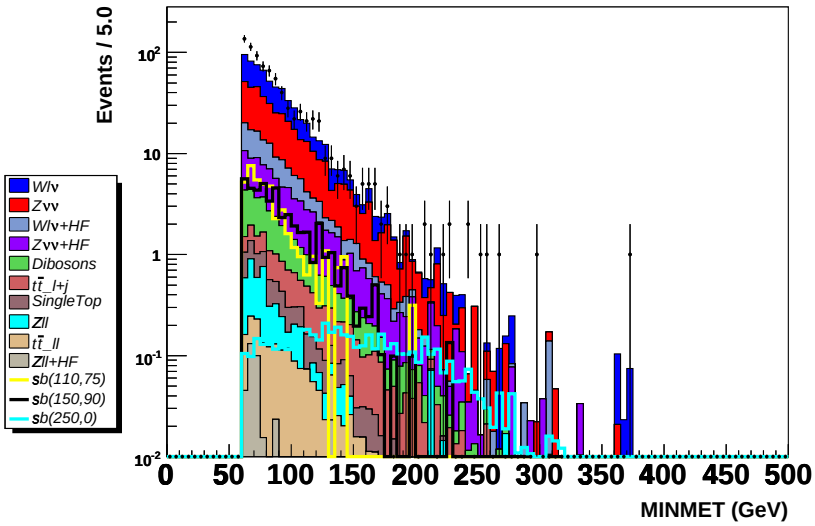


FIG. 5.12 – Nombre de jets avec $p_T > 20$ GeV, toutes les coupures de sélection étant appliquées sauf celle sur le nombre de jets, un double étiquetage *Tight+Loose* étant demandé.

de p_T^{jet1} et de p_T^{jet2} présentées dans les figures 5.13 et 5.14, donnent une idée de la forme des distributions avant l'étiquetage des jets de quarks b. La variable S_T, somme scalaire de MINMET et des p_T des jets de $p_T > 15$ GeV, ainsi la masse invariante des deux jets dominants sont tracées dans la figure 5.15. L'accord est bon dans les queues de ces deux distributions comme nous allons le montrer dans la section suivante. Les excès dans les régions à faible valeurs pour les données par rapport à la simulation s'explique par les événements multijets qui ne sont pas simulés.

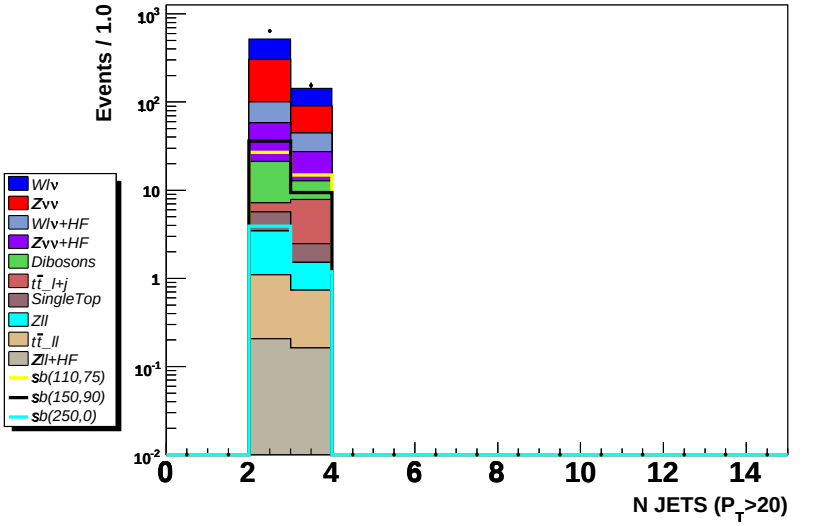
5.5.9 Estimation du bruit de fond multijets

À ce stade de l'analyse, une estimation du bruit de fond multijets est réalisée pour vérifier que les données sont bien comprises et la simulation bien contrôlée. L'estimation est faite en retirant les coupures en MINMET de l'analyse sauf celle de présélection à 40 GeV. Les données sont ajustées par une fonction puissance et une fonction exponentielle dans la zone [40-60] GeV qui n'est pas utilisée dans la suite de l'analyse. On utilise ces ajustements pour prédire la quantité de bruit de fond multijets au-delà de 60 GeV, c'est-à-dire dans la zone étudiée par l'analyse. Les ajustements présentés figure 5.16 prédisent 160 (fonction puissance) et 94 événements (fonction exponentielle). Comme ces deux fonctions s'accordent très bien avec les données dans la zone



(a)

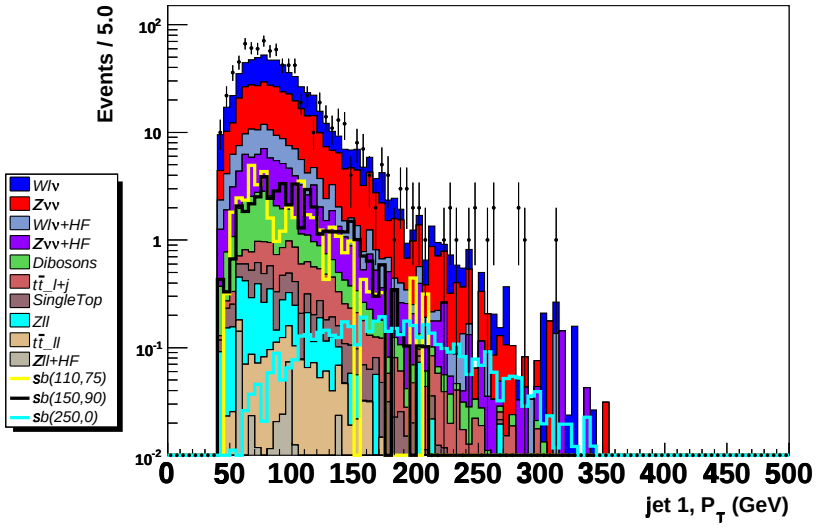
(a)



(b)

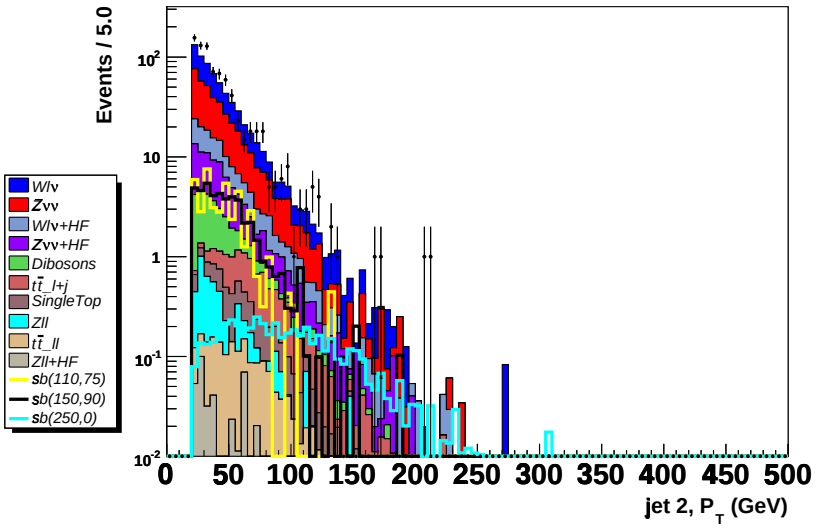
(b)

FIG. 5.13 – Distributions de MINMET (a) et du nombre de jets avec $p_T >$ 20 GeV (b), après les coupures de sélection, avant étiquetage des jets de quarks b.



(a)

(a)



(b)

(b)

FIG. 5.14 – Distributions de de p_T^{jet1} (a) et de p_T^{jet2} (b), après les coupures de sélection, avant étiquetage des jets de quarks b.

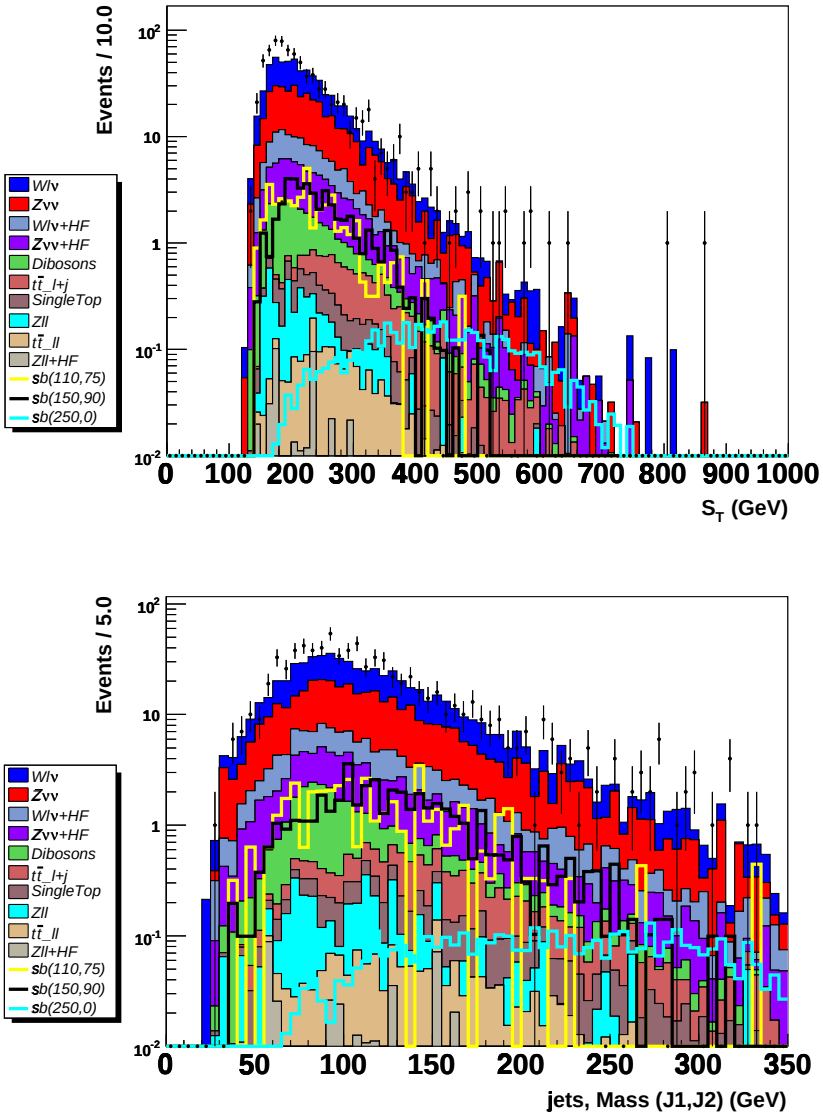


FIG. 5.15 – Distributions de S_T (a) et de la masse invariante des deux jets dominants (b), après les coupures de sélection, avant étiquetage des jets de quarks b.

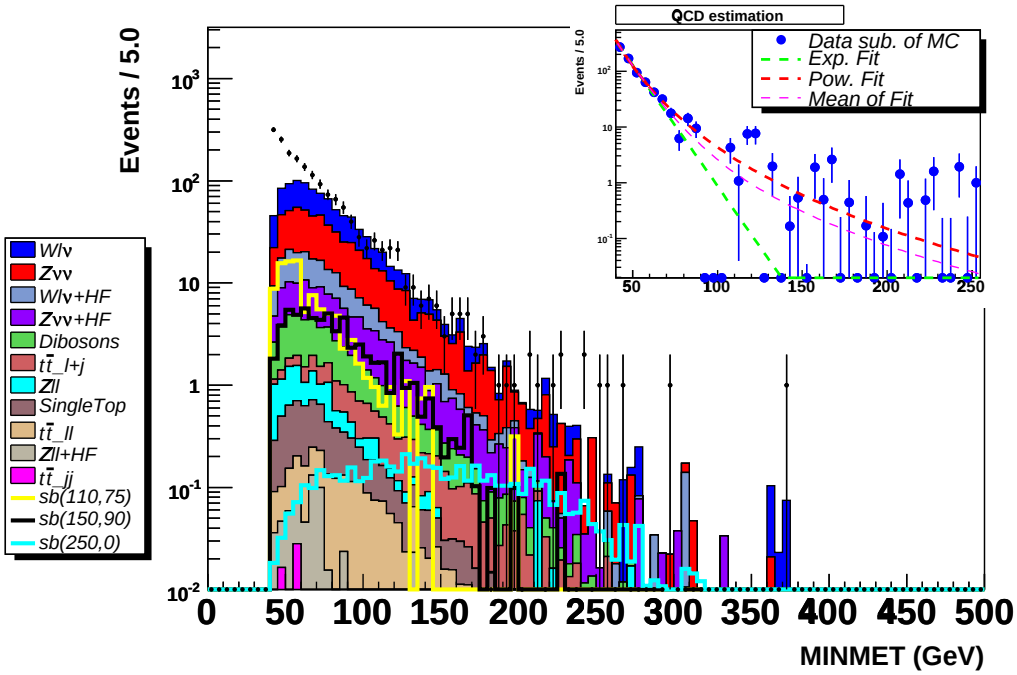


FIG. 5.16 – Distribution de MINMET, toutes les autres coupures étant appliquées. L'excès d'événements dans les données pour de faibles valeurs de MINMET est dû au bruit de fond multijets. L'encadré en haut à droite présente la distribution des données soustraite de celle du bruit de fond électrofaible, avec son ajustement par une loi de puissance (en rouge), une loi exponentielle (en vert), et leur moyenne (en rose) qui donne l'estimation du bruit de fond multijets.

[40-60] GeV, on prend la moyenne de leurs prédictions, l'écart de la moyenne aux deux fonctions nous fournissant l'erreur systématique. On prédit donc 127 ± 33 à l'aide des ajustement à comparer avec les données soustraites du bruit de fond "électrofaible" : $794 - 661 = 133 \pm 28$. La prédiction de l'ajustement est donc en accord avec ce qui est observé confirmant ainsi la bonne compréhension des lots de données et de la simulation.

5.5.10 A propos de la coupure sur les mauvais vertex

La section 5.5.8 présente une coupure sur les vertex primaires trop proches du vertex primaire principal, que nous nommerons ici mauvais vertex. Cette section explique en quoi cette coupure est nécessaire.

Le rapport du nombre de mauvais vertex primaires dans les données à

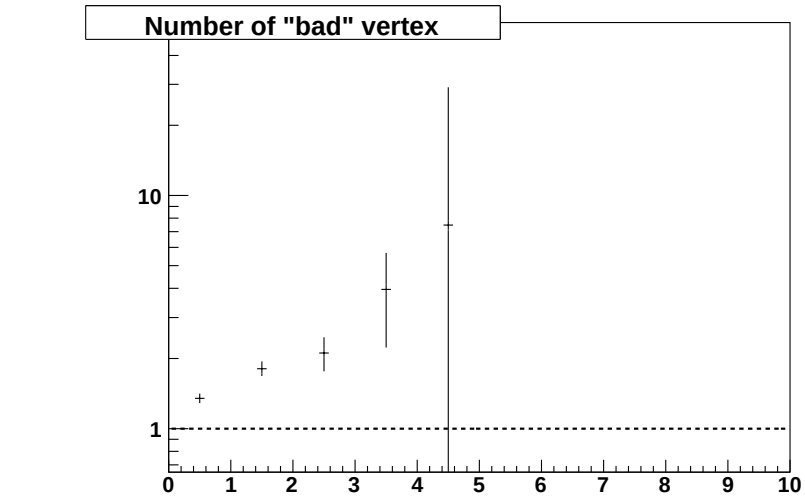
celui dans la simulation des bruits de fond électrofaibles[3] au moment où cette coupure est appliquée (Fig. 5.17.a) montre que cette coupure permet d'écarter une zone où le bruit de fond multijets domine et est donc justifée du point de vue physique.

La ditribution de MINMET est montrée sur la figure 5.17.b dans les mêmes conditions que pour l'estimation du bruit de fond multijets (Sec. 5.5.9) mais sans appliquer la coupure sur les mauvais vertex. Il apparaît une bosse dans les données dans la région de [60-80] GeV qui n'était pas présente lors de l'estimation de bruit de fond multijets (Fig. 5.16). On note aussi que la queue de la distribution (région [200-300] GeV) est plus peuplée dans les données si on n'applique pas la coupure sur les mauvais vertex.

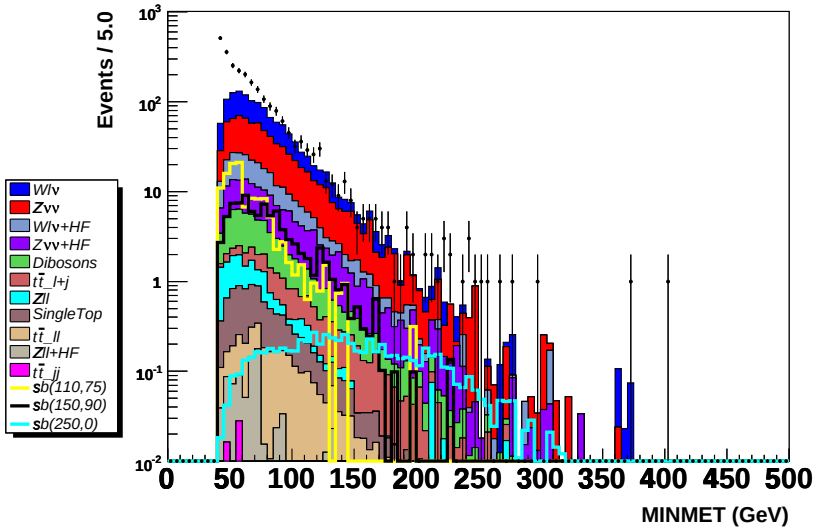
On peut vérifier que cette coupure est nécessaire et n'introduit pas de biais entre données et simulation, en se plaçant dans la région avec très peu de bruit de fond multijets de la section 5.5.7. Les distributions du nombre de vertex dans ces conditions sont présentées avec et sans coupures sur les mauvais vertex (Fig 5.18.a et 5.18.b). La coupure sur les mauvais vertex permet d'ôter les événements en excès dans la queue de la distribution. Le nombre d'événements est alors de 285 ± 17 dans les données et de 303 ± 6 dans la simulation électrofaible. L'accord dans les barres d'erreur statistique permet de négliger la différence d'efficacité entre données et simulations.

Il faut souligner que la distribution de la figure 5.18.b valide, *a posteriori*, la correction du profil de luminosité, f^{Lumi}, établie dans le canal Z se désintégrant en muons (présenté plus loin dans la Sec. 5.6.2).

[3]Les signaux ont des distributions de formes similaires à celle du bruit de fond électrofaible.

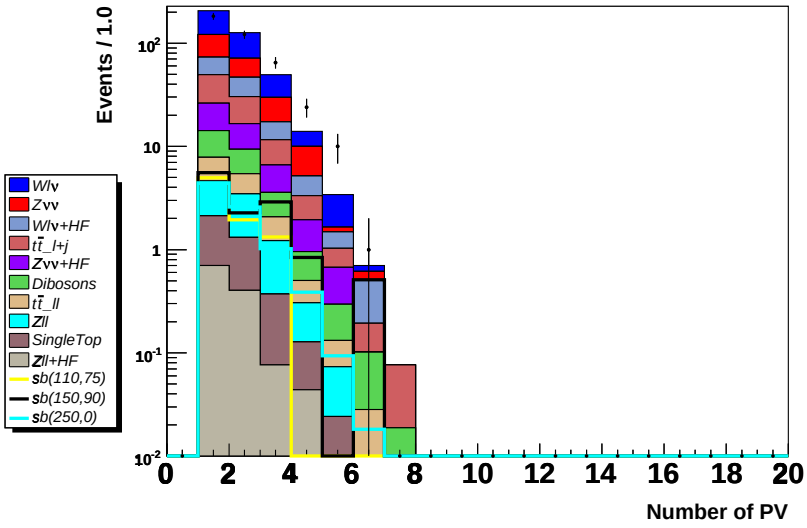


(a)

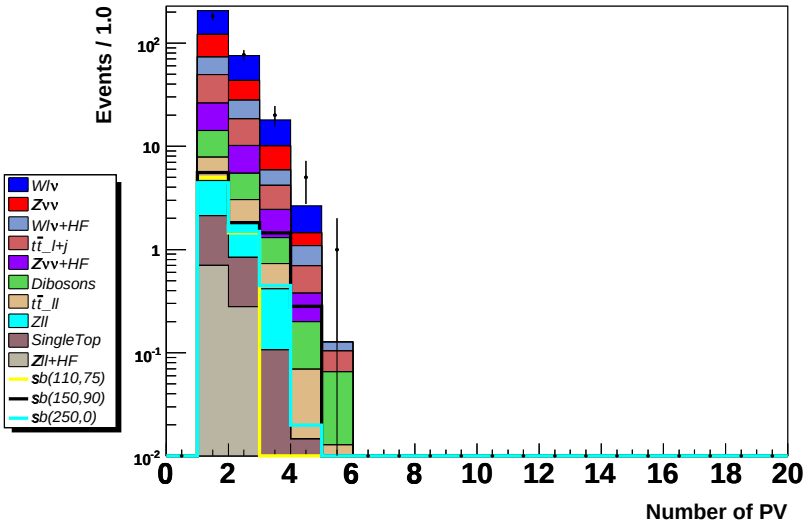


(b)

FIG. 5.17 – (a) Rapport du nombre de mauvais vertex primaires dans les données à celui dans la simulation des bruits de fond électrofaibles. (b) Distribution de MINMET dans les conditions d'estimation du bruit de fond multijets, sans application de la coupure sur les mauvais vertex primaires.



(a)



(b)

FIG. 5.18 – Nombre de vertex primaires dans la zone sans bruits de fond multijets sans (a) et avec (b) la coupure sur les mauvais vertex primaires.

5.6 Corrections apportées lors de la sélection

La section 5.5 a exposé différentes sélections en vue d'augmenter la proportion d'événements sbottom par rapport au bruit de fond. Certaines de ces sélections ont des efficacités différentes dans les données et dans la simulation. Cette section présente les méthodes d'obtention de ces corrections à apporter à la simulation.

5.6.1 Sélection d'événements $Z \to \mu\mu$

La production de Z se désintégrant en muons et accompagné de jets a une topologie très proche du signal du point de vue calorimétrique. Il est donc possible de sélectionner ces événements pour étudier les différences d'efficacité entre données et simulation pour les coupures de l'analyse.

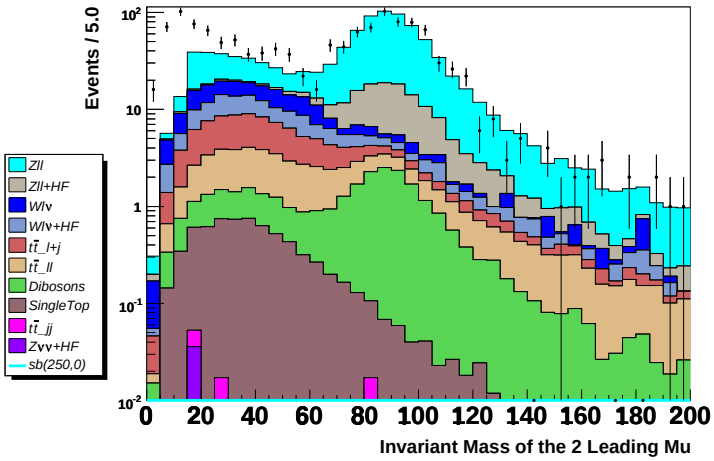


FIG. 5.19 – Masse invariante des deux muons avec la plus grande impulsion transverse.

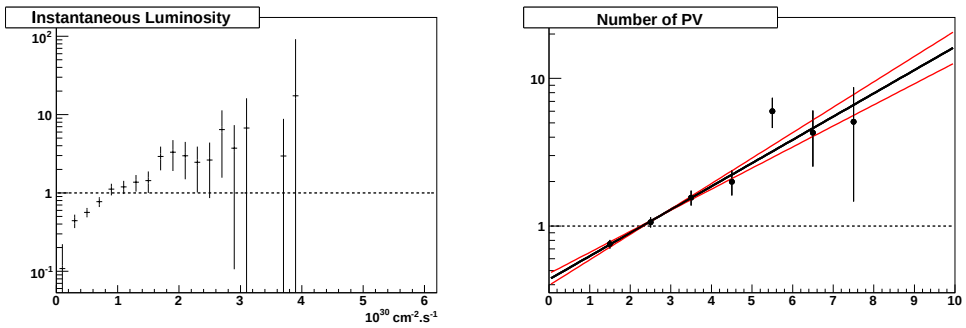
Les lots de données et de simulation (`ALPGEN+PYTHIA`) utilisés sont ceux de l'analyse après la présélection minimale (Sec. 5.4.1). On recherche alors des événements avec deux muons de qualité *medium* (Sec. 2.3.4) d'impulsion transverse supérieure à 5 GeV. Au moins l'un des deux muons doit être associé à une trace dans le détecteur de traces et être isolé (Sec. 2.3.4). Les efficacités, évalué avec les outils officiels de la collaboration, pour des muons de cette qualité sont appliquées. Le spectre de masse invariante des deux muons est présenté à la figure 5.19. L'excès observé à basse masse est dû à des événements multijets, et pour s'en affranchir on sélectionne la région du

pic du Z en utilisant une fenêtre de masse de 71 à 111 GeV. On obtient alors 527±23 événements dans les données et 557,5±4,8 dans la simulation.

5.6.2 Correction du profil de luminosité instantanée

Lors de la génération des événements simulés, des collisions secondaires, moins énergétiques sont superposées à la collision principale. Ces collisions secondaires sont issues des données et ont été collectées à l'aide du niveau 0 du système de déclenchement (Sec. 2.2.10). Les données qui sont superposées à l'événement simulé ont été collectées à une certaine luminosité. C'est cette luminosité qui donne à l'événement simulé sa luminosité instantanée. Pour que la simulation soit cohérente avec les données analysées, il faut que les lots simulés aient un profil de luminosité comparable à celui des données.

Pour vérifier si le spectre de luminosité instantanée implémenté dans la simulation est identique à celui des données, on utilise les événements du pic du Z se désintégrant en muons (Sec. 5.6.1). La figure 5.20.a, rapport du profil des données par celui de la simulation, montre que cela n'est pas le cas : la simulation manque d'événements à haute luminosité.



(a) (b)

FIG. 5.20 – Rapports des données par la simulation dans le pic du Z en muons : (a) pour le profil de luminosité instantanée (unité : 10^{30} cm^{-2}.s^{-1}), (b) pour le nombre de vertex primaires. La luminosité est celle du croisement d'un des 36 paquets de protons avec l'un des 36 paquets d'antiprotons (Sec. 2.1.3). Pour le rapport du nombre de vertex primaires, la simulation a été normalisée au nombre d'événements dans les données de façon à pouvoir déterminer la fonction de correction f^{Lumi} représentée ici par la ligne noire. Les courbes rouges représentent les incertitudes sur f^{Lumi}.

L'intérêt d'avoir un bon profil de luminosité est d'avoir une bonne reproduction des collisions secondaires. Plus le nombre de collisions secondaires est

important, plus il y aura de vertex primaires. Or lorsque le nombre de vertex primaires augmente, les algorithmes de reconstruction sont moins efficaces et ont plus de chance de se tromper et donc de créer de la fausse $\not\!\!E_T$. De plus cela enrichit l'événement en jets de basse impulsion, et en dépôts d'énergies non identifiés (*unclustered energy*) et donc non-corrigés.

On ne peut pas corriger la luminosité instantanée, car la simulation telle qu'elle est disponible pour cette analyse manque d'événements à très haute luminosité. On détermine alors une correction dépendante du nombre de vertex primaires, $f^{Lumi}(N^{PV})$, établie en faisant le rapport des distributions du nombre de vertex primaires (Fig. 5.20.b). Le nombre d'événements simulés est préalablement normalisé à celui des données pour que la correction ne perturbe pas la normalisation de la simulation. On obtient un poids à donner à chaque événement simulé dépendant du nombre de vertex primaires N^{PV} :

$$f^{Lumi}(N^{PV}) = e^{a_{Lumi}.(N^{PV}+0{,}5)-b_{Lumi}} \tag{5.5}$$

avec $a_{Lumi} = 0,36 \pm 0,03$ et $b_{Lumi} = -0,83 \pm 0,09$.

5.6.3 Correction d'efficacité des coupures $cpf0$

La simulation a une efficacité de reconstruction des traces différente de celle des données. Ceci peut entrainer une différence d'efficacité sur la coupure en $cpf0$ (Sec. 5.5.1). L'efficacité relative de la simulation pour les coupures en $cpf0$ a été étudiée en utilisant les événements Z se désintégrant en muon (Sec. 5.6.1) avec le profil de luminosité corrigé (Sec. 5.6.2). De façon à avoir une topologie proche de celle de l'analyse, on sélectionne les événements ayant le premier jet dans le calorimètre central ($|\eta_{det}^{jet1}| < 0,8$) et d'impulsion transverse supérieure à 40 GeV. Le deuxième jet doit être tel que $p_T^{jet2} > 20$ GeV.

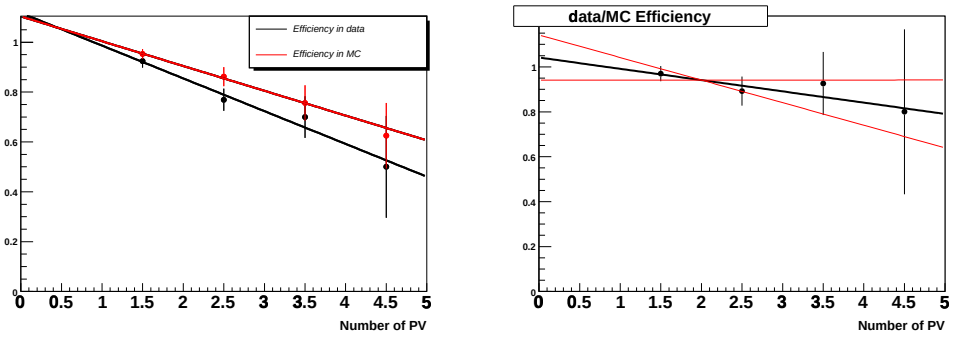
On établit l'efficacité dans les données (ϵ_{data}^{cpf0}) et la simulation (ϵ_{MC}^{cpf0}) des coupures $cpf0$ de l'analyse, selon le nombre de vertex primaires (Fig. 5.21.a). L'efficacité relative,

$$\epsilon^{cpf0} = \frac{\epsilon_{data}^{cpf0}}{\epsilon_{MC}^{cpf0}} \tag{5.6}$$

dont il faut corriger la simulation est alors donnée par :

$$\epsilon^{cpf0}(N^{PV}) = a_{cpf0} - b_{cpf0}.(N^{PV} - 0,5) \tag{5.7}$$

avec $a_{cpf0} = 0,99 \pm 0,05$ et $b_{cpf0} = 0,05 \pm 0,05$.



(a) (b)

FIG. 5.21 – (a) : efficacité des coupures $cpf0$ selon le nombre de vertex primaires dans les données en noir (ϵ^{cpf0}_{data}), et la simulation en rouge (ϵ^{cpf0}_{MC}). (b) : efficacité relative $\epsilon^{cpf0}(N^{PV})$ en noir, avec ses incertitudes en rouge. Étude effectuée dans le pic du Z se désintégrant en muons.

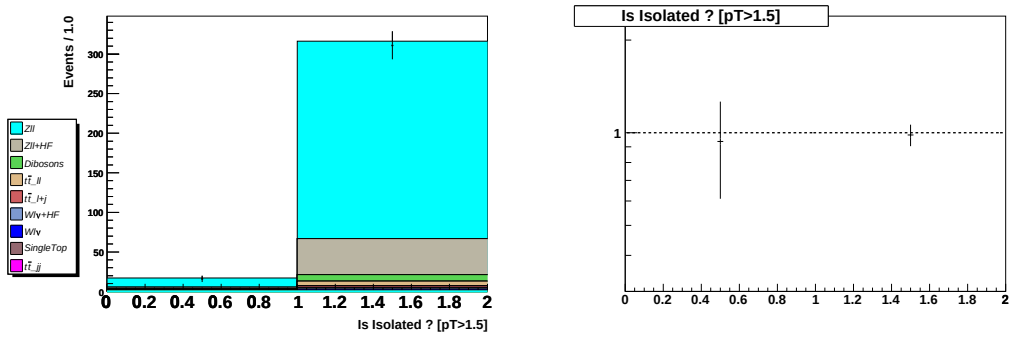
5.6.4 Correction d'efficacité de la coupure des traces isolées

La recherche de traces isolées (Sec. 5.5.6) est sensible à deux types d'efficacités relatives : efficacité relative, $\epsilon^{isotrk,\ trk}$, qu'une trace réellement isolée apparaisse comme telle et l'efficacité relative, $\epsilon^{isotrk,\ jet}$, qu'une trace de jet de hadrons, censée ne pas être isolée soit déclarée isolée.

Ces efficacités sont calculées dans les événements Z se désintégrant en muons, qui ont subi les coupures et les corrections de la section précédente et la correction en profil de luminosité. Il est important que les coupures en $cpf0$ soient effectuées, puisqu'elles imposent aux jets d'être associés à des traces. La sélection est donc très proche de celle de l'analyse.

Pour chaque muon déclaré isolé (dit *tag*), on regarde si le deuxième muon (dit *probe*) a sa trace reconstruite comme isolée (Fig. 5.22 a et b). L'efficacité qu'une trace qui est isolée soit observée comme telle est de $0,951 \pm 0,012$ dans les données et de $0,949 \pm 0,002$ dans la simulation, donnant une efficacité relative $\epsilon^{isotrk,\ trk} = 1,00 \pm 0,01$.

On regarde les traces isolées autres que celles des deux muons dans l'événement. La figure 5.23 montre que les traces isolées qui ne proviennent pas des muons sont dues à des jets. La différence d'efficacité entre simulation et données a été mesurée en retirant les traces des muons des événements. Il est apparu qu'un jet n'était pas associé à une trace isolée à $86 \pm 1,5\%$ dans les données et à hauteur de $90 \pm 0,3\%$ dans la simulation. Ceci conduit à une efficacité relative $\epsilon^{isotrk,\ jet}$ de $0,96 \pm 0,02$ par jet de $p_T > 15$ GeV. Chaque

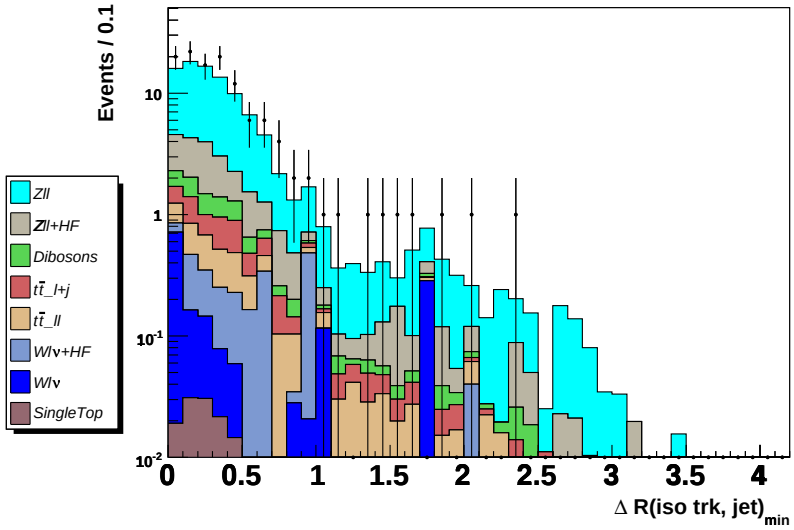


(a) (b)

FIG. 5.22 – (a) Booléen "le muon *probe* a sa trace isolée". Chaque muon testé donne une entrée dans l'histogramme : 1 si sa trace est isolée, 0 dans le cas contraire. (b) Rapport données/simulation de l'histogramme précédent, confirmant un très bon accord des efficacités.

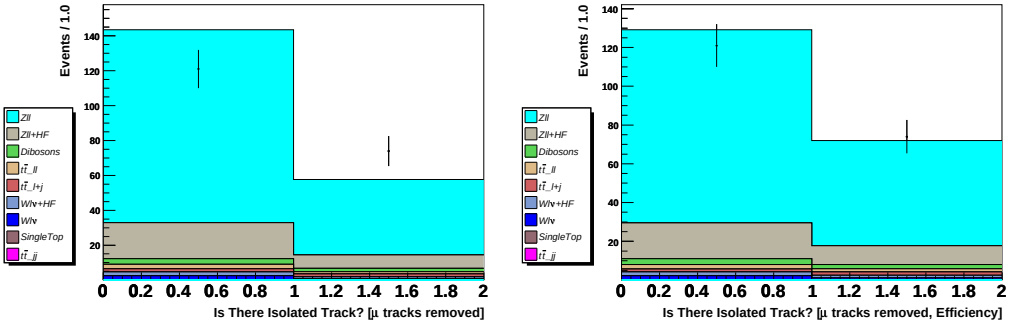
jet avec $p_T > 15$ GeV donne donc un poids de 0,96 à un événement simulé. La figure 5.24 qui recense si les événements ont des traces isolées, montre l'effet de la prise en compte de cette efficacité.

La figure 5.25 illustre l'absence de dépendance en impulsion transverse de l'efficacité $\epsilon^{isotrk,\ jet}$.



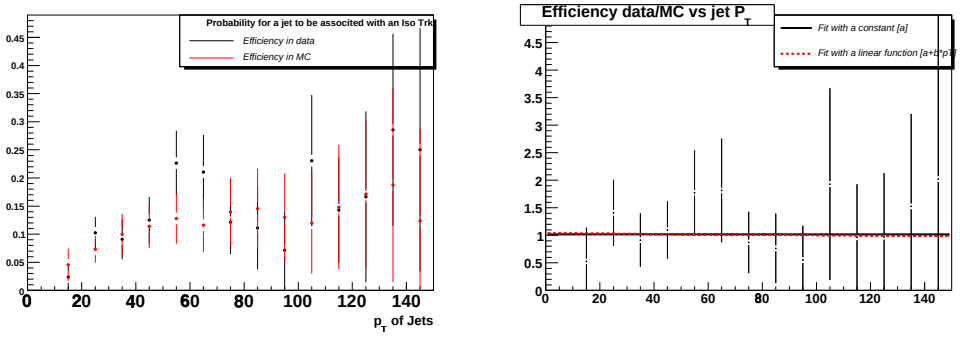
(a)

FIG. 5.23 – $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2}$ minimal entre les traces isolées ne provenant pas de muons et les jets de $p_T > 15$ GeV.



(a) (b)

FIG. 5.24 – Booléen "l'événement contient une trace isolée", les traces des muons étant ôtées des événements, sans (a) et avec (b) correction d'efficacité $\epsilon^{isotrk,\ jet}$.



(a) (b)

FIG. 5.25 – (a) Probabilité qu'un jet soit associé à une trace isolée en fonction de son impulsion transverse, dans les données en noir, et la simulation en rouge. (b) Rapport des probabilités de (a), donnant la dépendence en p_T de $\epsilon^{isotrk,\ jet}$. Les ajustements par une fonction constante (noir) et linéaire (rouge) montrent qu'il n'y a pas de dépendance avec le p_T.

5.6.5 De la nécéssité d'une repondération du p_T du Z

Le chapitre 4 a montré qu'il fallait être particulièrement vigilant sur la simulation de l'impulsion transverse du boson Z. La figure 5.26 montre la distribution d'impulsion transverse pour le même lot de $Z \rightarrow \mu\mu$ que la section précédente. La sélection est donc très proche de celle de l'analyse : même présélection (Sec. 5.4.1), même topologie des jets ($|\eta_{det}^{jet1}| < 0,8$, $p_T^{jet1} >$ 40 GeV et $p_T^{jet2} > 20$ GeV), même coupures en $cpf0$, toutes les corrections d'efficacité étant appliquées.

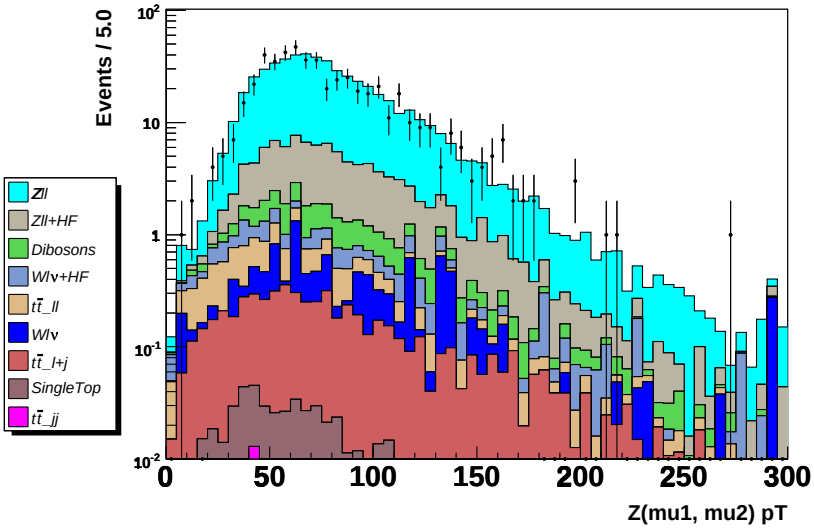


FIG. 5.26 – Impulsion transverse du Z se désintégrant en muons, la topologie étant très proche de celle de l'analyse de recherche du sbottom (voir texte).

La figure 5.26 montre que l'on a un très bon accord pour l'impulsion transverse du Z simulé. La distribution du nombre de jets ayant leur impulsion transverse supérieure à 20 GeV (Fig. 5.27) confirme la validation de la simulation.

On peut donc être confiant dans la simulation `ALPGEN+PYTHIA` du p_T du Z lorsque celui-ci est accompagné de 2 jets acoplanaires. Il faut rappeler que cette confirmation est essentielle pour la présente analyse puisque c'est cette impulsion du Z qui crée de la $\not\!\!E_T$ lorsque celui-ci se désintègre en neutrinos.

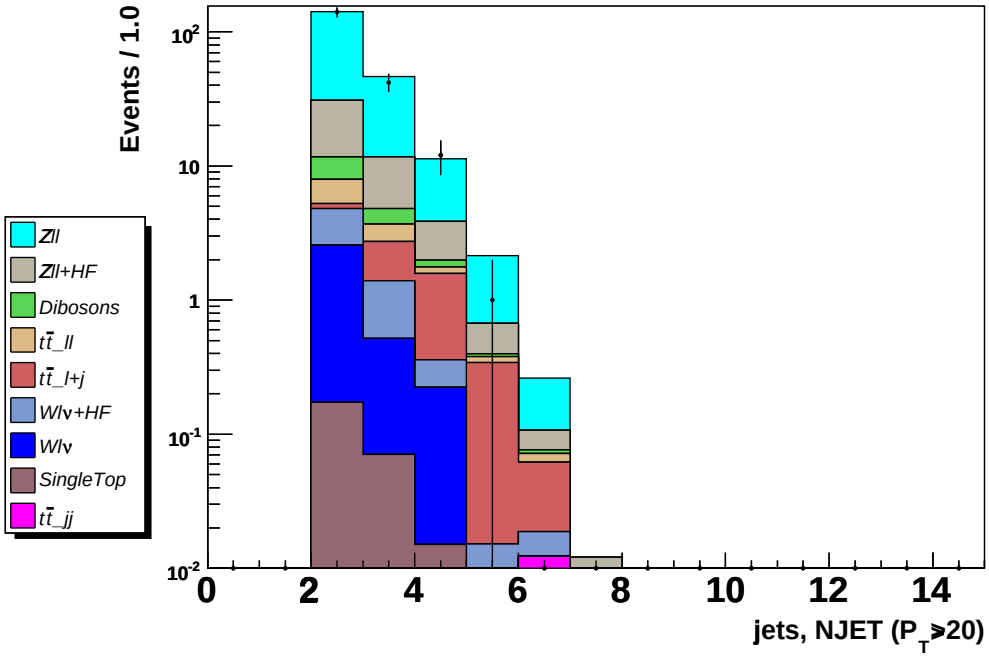


FIG. 5.27 – Nombre de jets avec $p_T > 20$ GeV pour un Z se désintégrant en muons. La topologie étant très proche de celle de l'analyse de recherche du sbottom (voir texte).

5.7 Étiquetage des jets de quarks b

5.7.1 Motivations

L'étiquetage des jets de quarks b permet de réduire fortement le bruit de fond instrumental. De plus, il augmente la proportion de signal par rapport au bruit de fond, puisque le signal recherché possède deux jets de quark b et qu'à ce stade de l'analyse les bruits de fond principaux proviennent des processus $Z \to \nu\nu$ et $W \to l\nu$ accompagnés de jets de saveurs légères (tableau 5.5 de la section 5.5).

5.7.2 Principe d'étiquetage des jets de quarks b

Algorithmes d'étiquetage et réseau de neurones

L'étiquetage des hadrons *beaux* se fait à l'aide d'un réseau de neurones (NN) [69, 70, 71] qui prend comme entrée les résultats de trois algorithmes d'étiquetage de hadrons *beaux*. Ces algorithmes utilisent la relativement longue durée de vie des hadrons *beaux* (demi-longueur de vol d'environ 0,5 mm) pour les séparer des hadrons de saveurs légères.

L'algorithme SVT (*Secondary Vertex Tagger* [72, 73]) recherche des vertex secondaires, alors que les algorithmes JLIP (*Jet LIfetime Probability* [74, 75]) et CSIP (*Counting Signed Impact Parameter* [76, 77]) utilisent les paramètres d'impact des traces des jets, définis comme la distance entre le vertex primaire principal PV_0 et le périgée des traces par rapport à PV_0 dans le plan transverse au faisceau (Fig. 5.28).

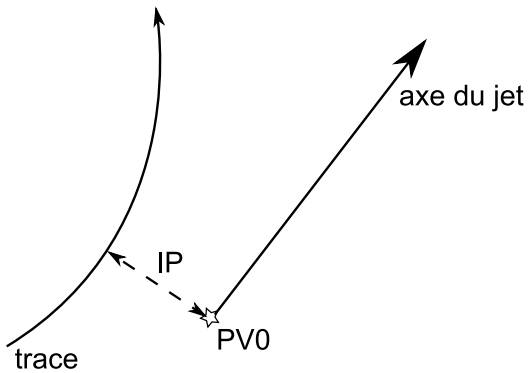


FIG. 5.28 – Schéma du paramètre d'impact d'une trace, par rapport au vertex primaire principal PV_0. Le schéma se place dans le plan transverse au faisceau.

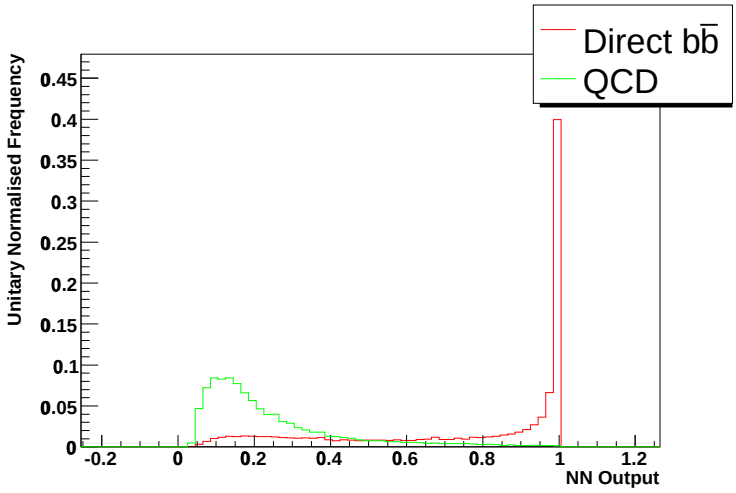


FIG. 5.29 – Variable de sortie du réseau de neurones pour différents types d'événements simulés, $b\bar{b}$ (en rouge) et multijets (en vert).

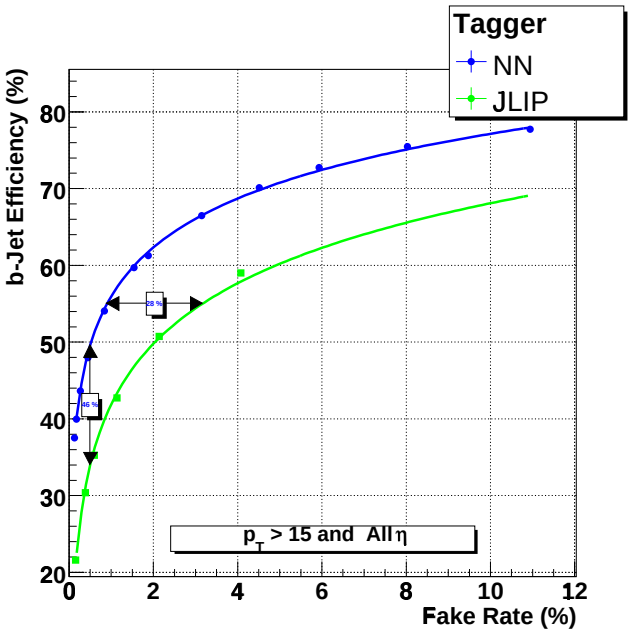
La sortie du NN (NN_{out}) est un nombre compris entre 0 et 1, selon que le jet est issu ou non d'un hadron à courte durée de vie (Fig. 5.29). On peut choisir différents points de fonctionnement du NN en choisissant la coupure sur la variable de sortie du NN. Une coupure proche de l'unité a une faible efficacité de sélection de jet de quark b mais est compensée par une grande pureté de l'échantillon final. La figure 5.30 présente l'efficacité d'étiquetage des jets de quark b en fonction du taux de mauvaise identification pour l'algorithme JLIP seul et le NN. On note que le NN a une efficacité bien meilleure que celle de l'algorithme JLIP seul.

L'analyse de recherche du sbottom utilise trois points de fonctionnement du réseau de neurones, nommés *Loose* ($NN_{out} > 0,45$), *Medium* ($NN_{out} > 0,65$) et *Tight* ($NN_{out} > 0,775$) en allant du moins au plus sévère.

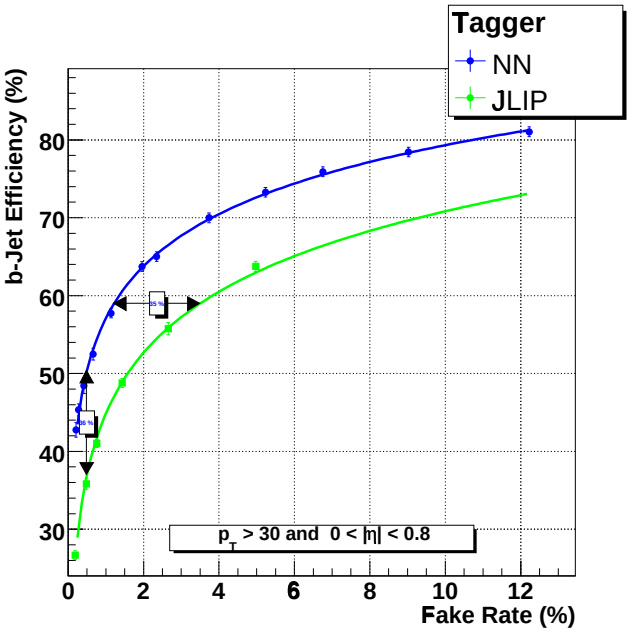
Taggability

Tous les algorithmes dont les sorties sont utilisées par le NN ont besoin de l'information sur les traces des jets. Il faut donc que les jets aient des traces, et qu'elles soient de suffisamment bonne qualité. Lorsqu'un jet satisfait ces conditions, il est dit étiquetable (ou *taggable*) [78].

L'efficacité de reconstruction des traces étant trop différente entre les données et la simulation, "l'étiquetabilité" (ou *taggability*) d'un jet simulé est déterminée à partir de celles des jets de données se trouvant dans les mêmes conditions (situation dans le détecteur, p_T^{jet}, ...). Cette procédure et les résultats obtenus sont décrits plus en détail dans la section 5.7.3.



(a)



(b)

FIG. 5.30 – Efficacité d'étiquetage des jets de quark b dans les données en fonction du taux de mauvaise identification, pour l'algorithme d'étiquetage JLIP (en vert) et le réseau de neurones (en bleu), pour tous les jets avec $p_T > 15$ GeV (a), et les jets avec $p_T > 30$ GeV et $|\eta| < 0,8$ (b).

Méthode d'étiquetage

Pour les données, on applique l'algorithme NN sur les jets qui sont "taggables", et la valeur de sa sortie indique si le jet est étiqueté b ou non (Sec. 5.7.4). Dans le cas de la simulation, les jets sont pondérés de l'estimation de leur étiquetabilité et d'une fonction dite fonction de taux d'étiquetage (*Tagging Rate Function*, TRF). Les TRFs dépendent, en particulier, de la saveur générée (b, c ou légère) du jet : la TRF d'un jet de b aura des valeurs plus élevées que celle d'un jet léger. Les jets de τ se voient appliquer la TRF de jets de c. Les TRFs utilisées ont été évaluées et certifiées par la collaboration.

5.7.3 Détermination de l'étiquetabilité

Le lot de données sur lequel est déterminée l'étiquetabilité est un lot issu de la présélection minimale (Sec. 5.4.1) auquel on demande que le jet dominant ait un $p_T^{jet1} > 40$ GeV et soit dans la partie centrale du calorimètre ($|\eta_{det}^{jet1}| < 0,8$). Les coupures en $cpf0$ (Sec. 5.5.1) sont aussi appliquées sur les jets puisqu'elles peuvent influencer l'étiquetabilité en ce qu'elles obligent les jets à avoir des traces.

Le rapport du nombre de jets étiquetable sur le nombre de jets total donne accès à l'étiquetabilité. Il présente une forte dépendance avec quatre paramètres : le p_T, le η et le φ du jet, et le z du vertex primaire (z^{PV}). Il apparaît en outre que l'étiquetabilité a une dépendance au couple (η^{jet}, z^{PV}) ; ceci traduit le fait qu'un jet issu du vertex à grand z et émis vers l'intérieur du détecteur (traversant ainsi le détecteur de traces) a bien plus de chances d'être étiquetable qu'un jet issu du même vertex mais émis vers l'extérieur. Pour les dépendances en p_T et φ, l'étiquetabilité est ajustée avec des fonctions de la forme :

$$\begin{aligned} f^{tag}(p_T) &= \frac{1 + Erf(\frac{p_T - \mu_1}{\sigma_1.\sqrt{2}})}{2}.c_1 \\ &+ \frac{1 + Erf(\frac{p_T - \mu_2}{\sigma_2.\sqrt{2}})}{2}.(c_2 + s_2\sqrt{p_T}) \end{aligned} \tag{5.8}$$

$$\begin{aligned} f^{tag}(\varphi) = p_0 \; & +(c_1 + s_1.\varphi).(\sin(\varphi + \Phi_1)) \\ & +(c_2 + s_2.\varphi).(\sin(2\varphi + \Phi_2)) \\ & +(c_3 + s_3.\varphi).(\sin(3\varphi + \Phi_3)) \\ & +(c_4 + s_4.\varphi).(\sin(4\varphi + \Phi_4)) \end{aligned} \tag{5.9}$$

La dépendance selon le couple (η^{jet}, z^{PV}) est reproduite en ajustant la dépendance en $\eta^{jet} \times sign(z^{PV})$ [4] de l'étiquetabilité pour différentes zones de z^{PV} par des fonctions polynômiales. La dépendance bidimentionnelle est obtenue en faisant une interpolation entre les six fonctions polynômiales. La figure 5.31 présente la dépendance du rapport et les fonctions d'étiquetabilité selon le p_T (a), le φ (b) du jet et le couple (η^{jet}, z^{PV}) (c et d).

Il a été verifié par un test de fermeture que les fonctions d'étiquetabilité sont cohérentes. La figure 5.32 montre que la dépendance d'étiquetabilité selon η_{det}, φ et p_T du jet et z^{PV} est bien reproduite par le produit des fonctions d'étiquetabilité.

Un jet de saveur lourde a tendance à avoir plus de traces qu'un jet de saveur légère (Fig 5.33.a) et donc plus de chances d'être étiquetable . Or les données sur lesquelles ont été déterminées les fonctions d'étiquetabilité sont dominées par des jets de saveur légère. Il faut donc corriger ces fonctions par un facteur correctif dépendant de la saveur générée du jet. Ce facteur correctif a été estimé et pris en compte en fonction du p_T du jet (Fig. 5.33.b) : il est légèrement supérieur à 1 pour des jets de c ou b, et de l'ordre de 0,5 pour des jets de τ.

[4] $sign(z^{PV})$ est le signe de z^{PV}

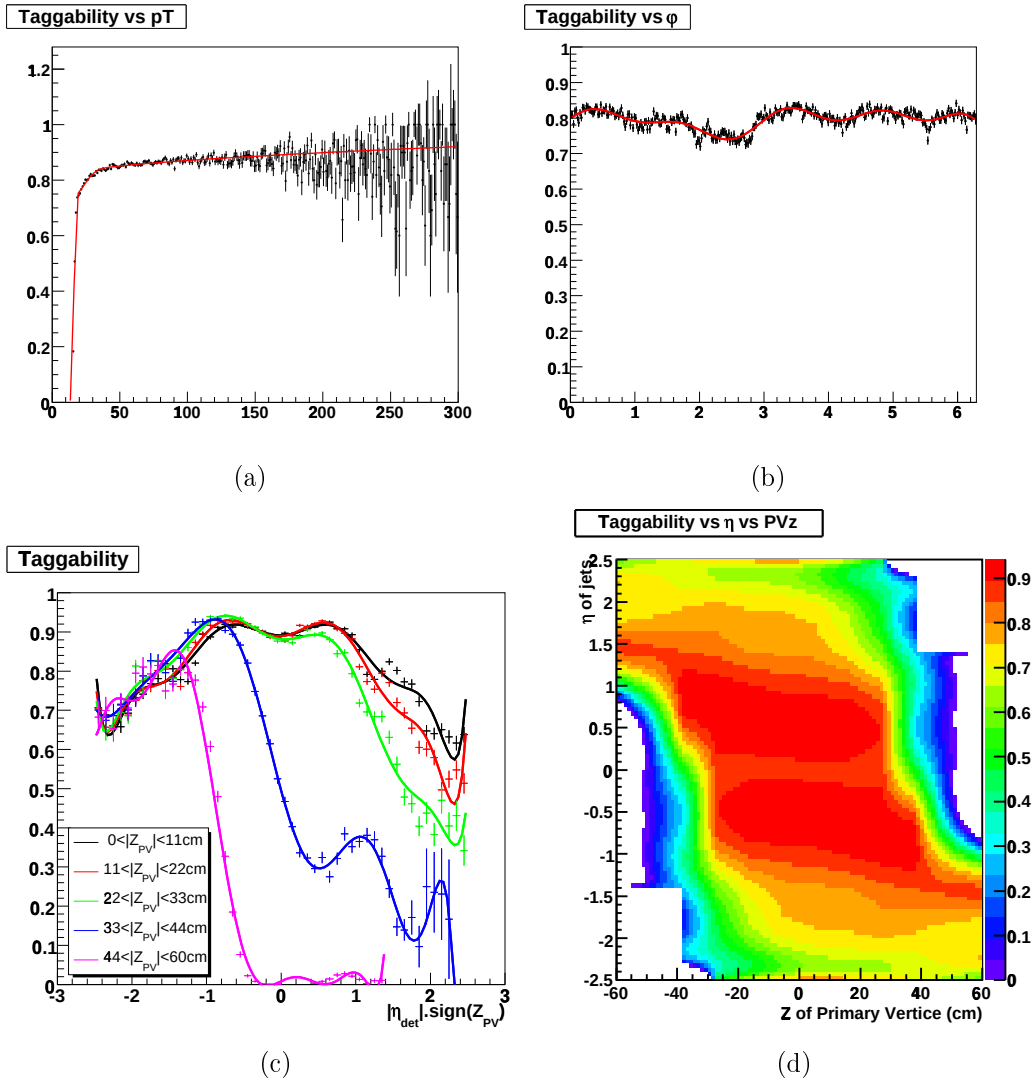


FIG. 5.31 – Étiquetabilité (points noirs) et fonctions d'ajustement de l'étiquetabilité (courbes) selon le p_T (a), le φ (b) du jet et le couple (η, z^{PV}) (c). En (d) est représentée la fonction bidimensionnelle de l'étiquetabilité selon le η du jet et le z du vertex primaire.

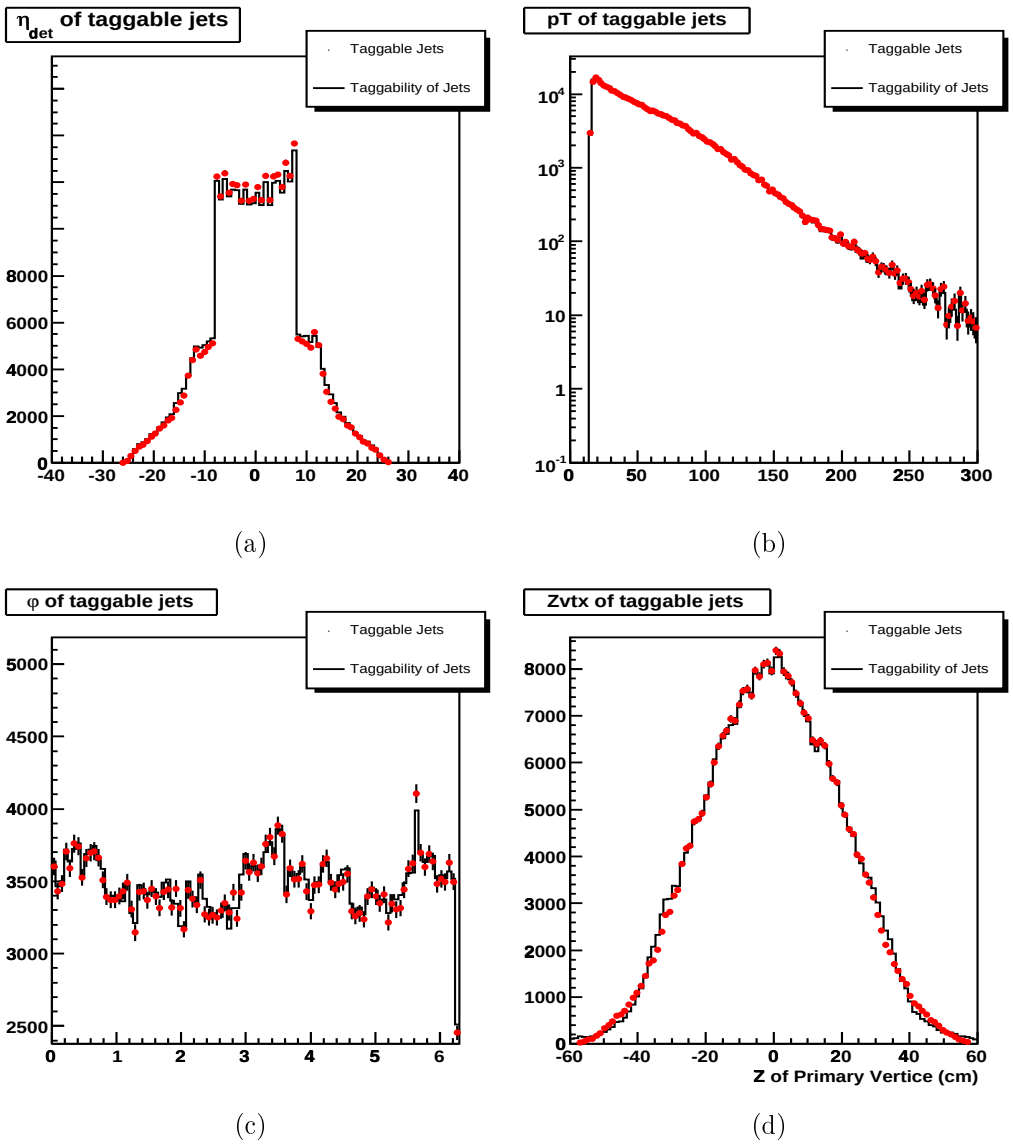
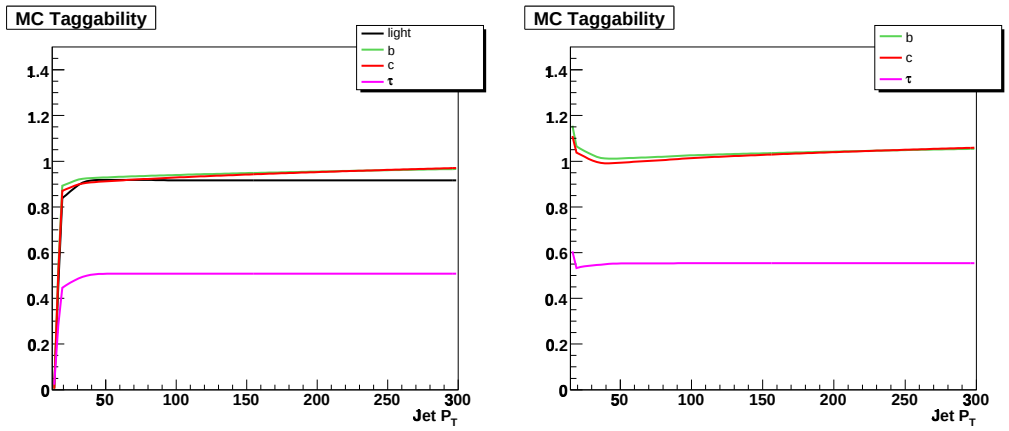


FIG. 5.32 – Étiquetabilité issue des données (points noirs) et celle prédite par le produit des fonctions d'étiquetabilité (points rouges) : selon les η_{det}^{jet} (a), p_T (b), φ (c) du jet et le z du vertex primaire (d).



(a) (b)

FIG. 5.33 – (a) Étiquetabilités issues de la simulation pour différentes saveurs de jet : saveurs légères (en noir), jets de b (en vert), jets de c (en rouge) et jets de τ (en rose). (b) Étiquetabilités relatives des saveurs lourdes et des τ par rapport aux saveurs légères (même code des couleurs qu'en (a)).

5.7.4 Étiquetage des jets de quarks b

De façon à obtenir la meilleure sensibilité pour l'analyse, on utilise une optimisation basée sur une minimisation du CL_s attendu (*expected*) et qui est décrite en détail dans la partie 5.9.1. Le tableau 5.6 liste la valeur de ce CL_s attendu pour différentes combinaisons d'étiquetage de deux jets, pour un signal correspondant à ($m_{\tilde{b}} = 220$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 0$ GeV). Au vu des résultats, deux points de fonctionnement ont été retenus dans cette analyse :

- ◇ *Tight* : au moins un jet étiqueté b de façon *Tight*,
- ◇ *Tight+Loose* : au moins deux jets étiquetés b, l'un de façon *Tight* l'autre étant au minimum étiqueté *Loose*.

2$^{\text{e}}$ étiquetage	1$^{\text{er}}$ étiquetage		
	Loose	*Medium*	*Tight*
Tight			0.24
Medium		0.19	0.19
Loose	0.13	0.14	0.14
$\emptyset$	0.07	0.09	0.05

TAB. 5.6 – CL_s attendus pour le signal ($m_{\tilde{b}} = 220$, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 0$) en fonction des demandes d'étiquetage de jets de quarks b dans une région sans bruit de fond multijet ($S_T > 350$ GeV, $M_{12} > 350$ GeV et exactement deux jets avec $p_T > 15$ GeV).

L'étiquetage *Tight+Loose* permet de supprimer l'essentiel du bruit de fond multijets (Tab. 5.7). Il est particulièrement efficace lorsque la masse du sbottom et celle du neutralino sont proches (faible Δm). Dans cette région, en effet, l'augmentation des valeurs des coupures topologiques (voire la section 5.9 sur l'optimisation) ne favorise pas le signal par rapport au bruit de fond multijets. Le double étiquetage a cependant l'inconvénient d'avoir une incertitude systématique plus importante que le simple étiquetage (Sec. 5.8).

L'étiquetage *Tight* n'élimine pas tout le bruit de fond multijets (Tab. 5.8) pour de faible valeurs de coupures topologiques. Il est cependant efficace lorsque Δm est grand et il bénéficie d'une erreur systématique plus faible que dans le cas du double étiquetage (Sec. 5.8).

Lots	Nombre d'événements	Acceptance
Données	7	
$Z \to \nu\nu + HF$	2,8 ± 0,3	
$W \to l\nu + HF$	1,6 ± 0,3	
$t\bar{t} \to l\nu qq' b\bar{b}$	1,6 ± 0,1	
t célibataire	0,59 ± 0,02	
$t\bar{t} \to ll'\nu\nu b\bar{b}$	0,43 ± 0,03	
Dibosons (WW, WZ, ZZ)	0,42 ± 0,04	
$W \to l\nu$	0,1 ± 0,1	
$Z \to \nu\nu$	0,1 ± 0,1	
$Z \to l\bar{l} + HF$	0,01 ± 0,02	
$Z \to l\bar{l}$	0,0 ± 0,01	
Total bruits de fond électrofaibles	7,6 ± 0,5	
$(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (110, 75)$	10,7 ± 2,3	0,12 %
$(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (150, 90)$	14,1 ± 1,5	0,95 %
$(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (250, 0)$	1,7 ± 0,1	3,1 %

TAB. 5.7 – Nombre d'événements après les coupures de sélection avec un étiquetage *Tight+Loose*, pour les données, les bruits de fond électrofaibles et trois points signaux. Les incertitudes sont statistiques. Les bruits de fond électrofaibles sont classés par ordre décroissant.

Lots	Nombre d'événements	Acceptance
Données	52	
$Z \to \nu\nu + HF$	13,4 ± 0,7	
$W \to l\nu + HF$	10,5 ± 0,7	
$t\bar{t} \to l\nu qq' b\bar{b}$	4,2 ± 0,2	
$W \to l\nu$	3,6 ± 0,9	
$Z \to \nu\nu$	2,9 ± 0,8	
Dibosons (WW, WZ, ZZ)	1,9 ± 0,1	
t célibataire	1,9 ± 0,04	
$t\bar{t} \to ll'\nu\nu b\bar{b}$	0,99 ± 0,04	
$Z \to l\bar{l} + HF$	0,09 ± 0,06	
$Z \to l\bar{l}$	0,03 ± 0,04	
Total bruits de fond électrofaibles	39,5 ± 1,6	
$(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (110, 75)$	26,1 ± 3,6	0,30 %
$(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (150, 90)$	31,7 ± 2,2	2,1 %
$(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (250, 0)$	3,6 ± 0,1	6,7 %

TAB. 5.8 – Nombre d'événements après les coupures de sélection avec un étiquetage *Tight*, pour les données, les bruits de fond électrofaibles et trois points signaux. Les incertitudes sont statistiques. Les bruits de fond électrofaibles sont classés par ordre décroissant.

Il a été verifié que l'excès d'événements observé dans le tableau 5.8 pour le simple étiquetage peut être interprété comme un reliquat du bruit de fond multijets. La même méthode d'estimation du bruit de fond multijets que la section 5.5.9 a été utilisée : toutes les coupures d'analyse sont appliquées sauf celle sur la $\not\!\!E_T$ et un simple étiquetage *Tight* est demandé. La moyenne des ajustements par une loi de puissance ou une loi exponentielle sur l'interval [40, 60] GeV de la distribution de MINMET des données soustraites de la simulation électrofaible (Fig. 5.34) prédit $8,6 \pm 1,0$ événements pour $52 - 39,5 = 12,5 \pm 7,2$ observés. Ce très bon accord et l'allure de la distribution de MINMET (excès d'événements à basse $\not\!\!E_T$) confirme l'interprétation d'un reliquat de bruit de fond multijets lorsqu'un seul étiquetage est demandé.

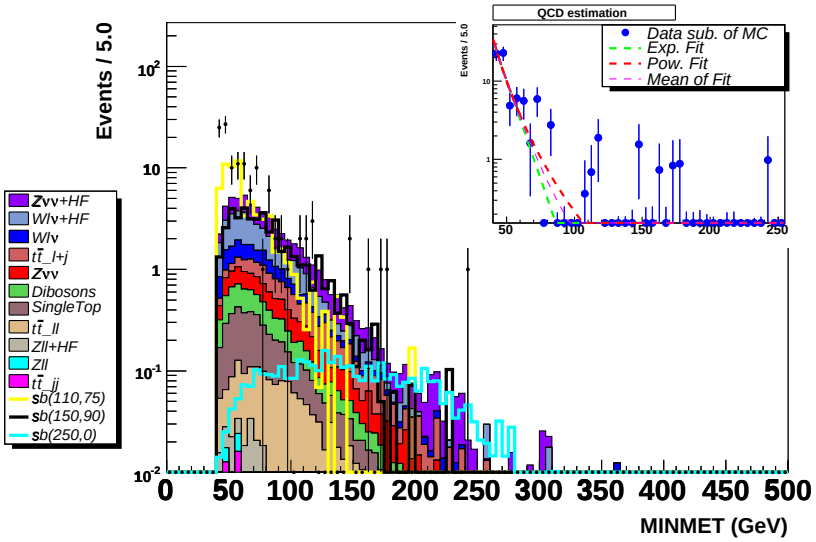


FIG. 5.34 – Distribution de MINMET, toutes les autres coupures de sélection étant appliquées, après un étiquetage *Tight* et avant optimisation. L'excès d'événements dans les données pour de faibles valeurs de MINMET est dû au bruit de fond multijets. L'encadré en haut à droite présente la distribution des données soustraite de celle du bruit de fond électrofaible, avec son ajustement par une loi de puissance (en rouge) donnant l'estimation du bruit de fond multijets.

Les distributions de MINMET, du nombre de jets avec p_T >15 GeV, du nombre de vertex primaires, de S_T et de la masse invariante des deux jets dominants, après un et deux étiquetages de jets de quarks b sont tracées dans les figures 5.35 à 5.38. On observe un bon accord dans les distributions avec double étiquetage. Le léger manque apparent d'événements dans la simulation des distributions avec un simple étiquetage *Tight* est dû au reliquat

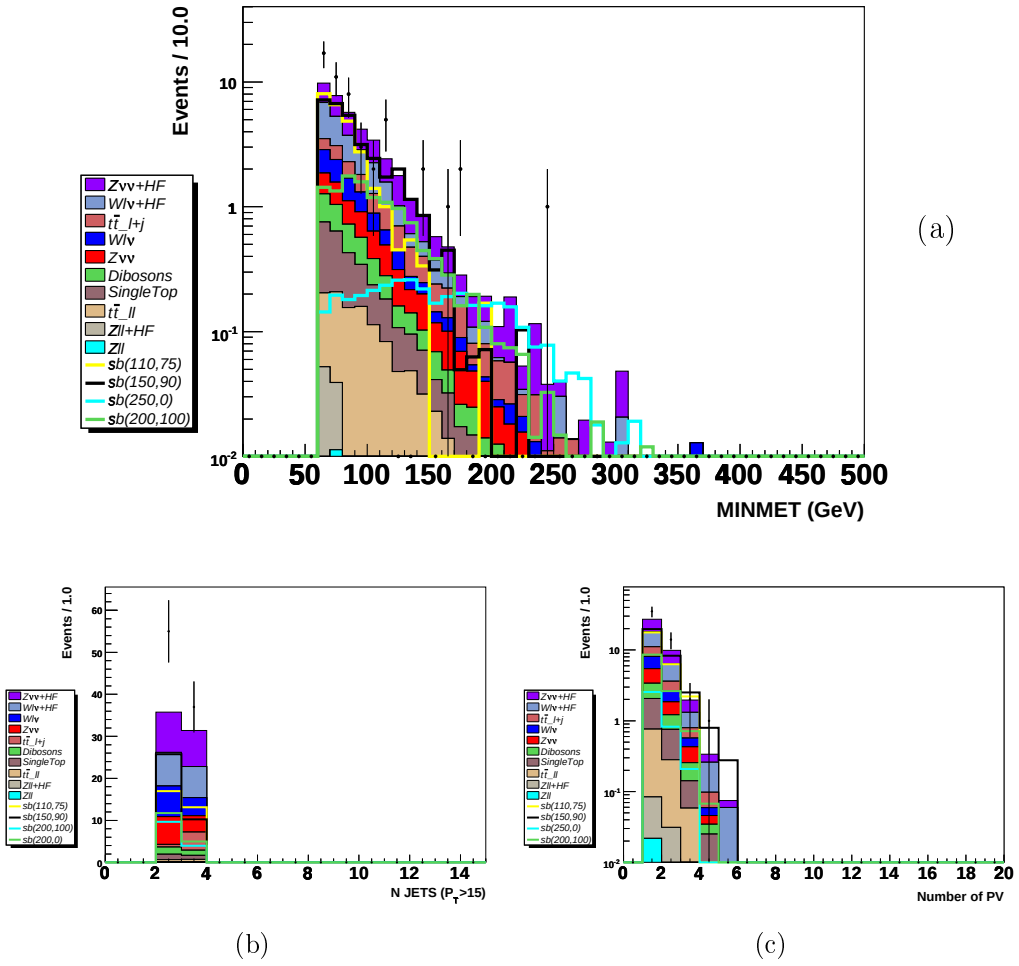
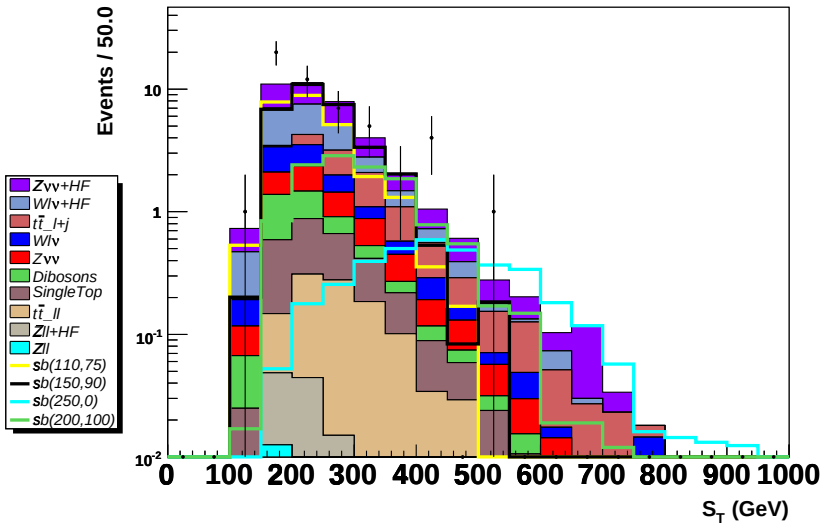


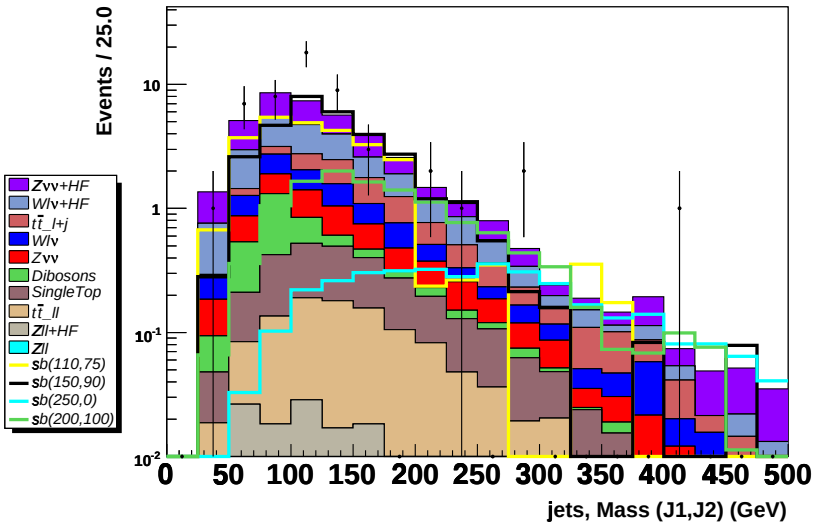
FIG. 5.35 – Distributions de (a) MINMET, (b) nombre de jets avec $p_T > 15$ GeV et (c) nombre de vertex primaires, après un étiquetage *Tight*.

d'événements multijets dans les données.

Comme les données sont en accord avec la simulation du Modèle Standard (hors zone multijets), on peut établir des contours d'exclusion à 95% de niveau de confiance dans le plan $(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ dont l'évaluation est basée sur l'utilisation d'une méthode fréquentiste modifiée (CL_s) décrite dans la section 5.9.1. Pour établir ces contours, non seulement les incertitudes statistiques sont prises en compte mais aussi les incertitudes systématiques et leurs corrélations. Le bruit de fond multijets est rendu négligeable par l'utilisation d'un étiquetage et d'une coupure haute en S_T (supérieure à 200 GeV, Fig. 5.36.a) ou d'un double étiquetage (Fig. 5.38.a). Il est donc conservativement négligé dans les calculs de limites.

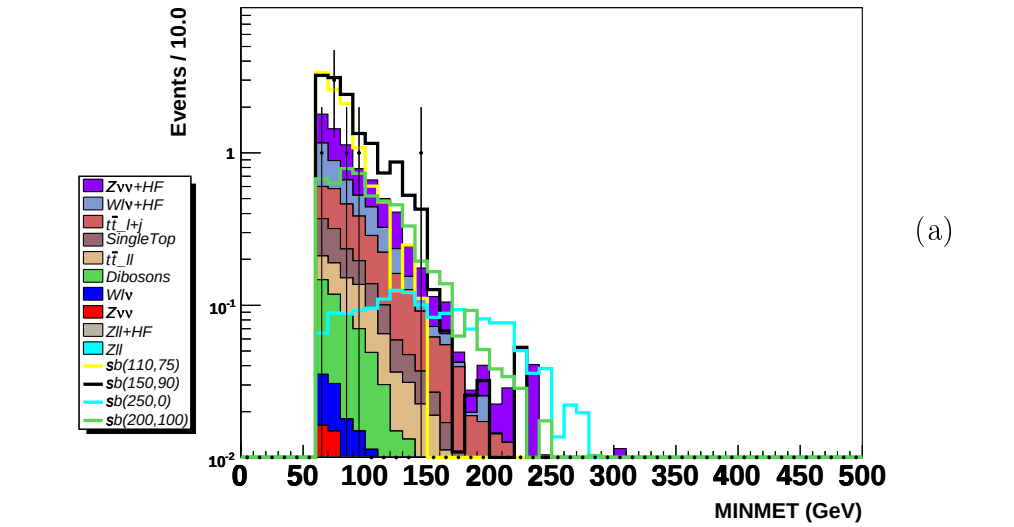


(a)

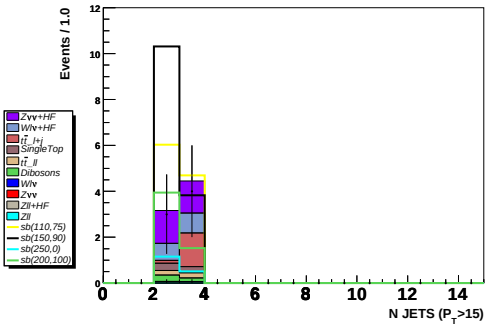


(b)

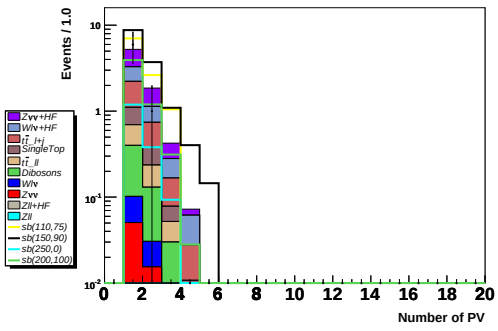
FIG. 5.36 – Distributions de (a) S_T et (b) M_{12} masse invariante des deux jets dominants, après un étiquetage *Tight*.



(a)

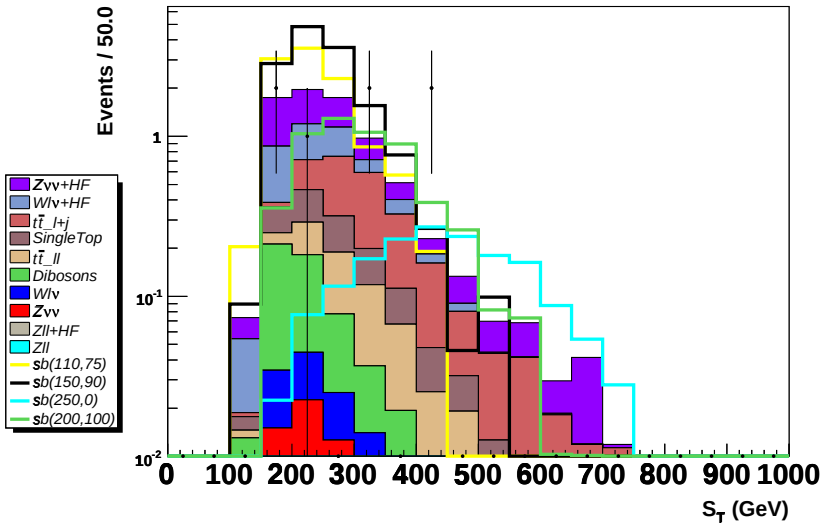


(b)



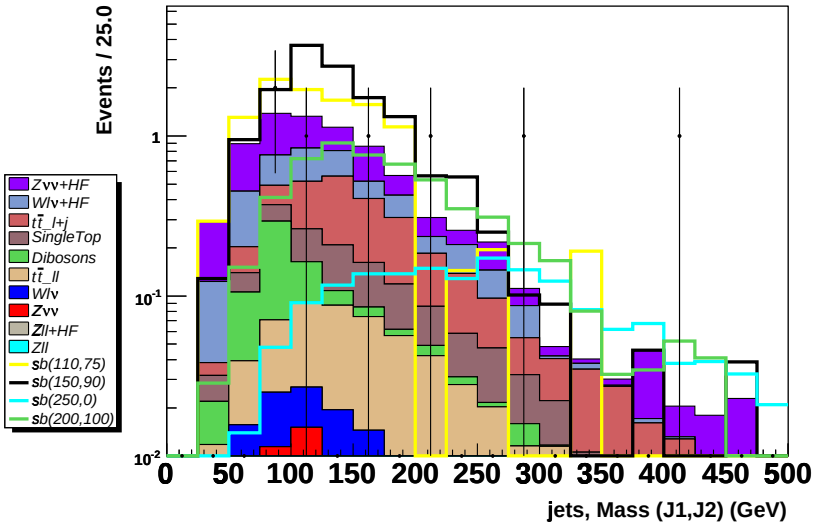
(c)

FIG. 5.37 – Distributions de (a) MINMET, (b) nombre de jets avec $p_T >$ 15 GeV et (c) nombre de vertex primaires, après un étiquetage *Tight+Loose*.



(a)

(a)



(b)

(b)

FIG. 5.38 – Distributions de (a) S_T et (b) M_{12}, masse invariante de deux jets dominants, après un étiquetage *Tight+Loose*.

5.8 Systématiques

Systématiques	SM	Signal
Sections efficaces NLO	15%	-
PDF (sec. eff.)	-	$\sim 20\%$
PDF (acceptance)	-	$+7,0/-5,7\%$
JES	$+1,4/-1,0\%$	$\pm 1,9\%$
Veto sur les leptons isolés	$+4,7/-4,6\%$	$+4,8/-4,7\%$
Étiquetage *Tight*	$+5,8/-5,9\%$	$+4,2/-4,5\%$
Étiquetage *Tight+Loose*	$+9,7/-9,3\%$	$+9,9/-9,5\%$
Coupures $cpf0$	10%	
Luminosité	6,1%	
Triggers	5%	
Étiquetabilité jets de τ	5%	
Étiquetabilité	3%	
Jet ID	2,1%	
Reconstruction des vertex	2%	
Résolution des jets	1%	
Veto des mauvais jets	1%	

TAB. 5.9 – Tableau récapitulatif des systématiques utilisées.

Les systématiques décrites ci-dessous et résumées dans le tableau 5.9, sont prises en compte dans l'analyse. Toutes celles ne concernant pas l'étiquetage de jets de quarks b sont estimées avant l'étiquetage.

- ◇ L'impact des incertitudes de l'**échelle d'énergie des jets** (*Jet Energy Scale*, JES) est évalué en faisant varier de $\pm 1\sigma$ les calibrations des jets dans les simulations. La variation de $\pm 1\sigma$ est propagée à la $\not\!\!E_T$ et aux distributions angulaires. L'impact après les coupures de sélection est de $^{+1,4}_{-1,0}\%$ pour les bruits de fond du Modèle Standard et de $\pm 1,9\%$ pour les signaux sbottom. L'effet de la **résolution** (JSR, Sec. 2.4.3), mesuré en faisant varier de $\pm 1\sigma$ la résolution pour la simulation est inférieure à 1%. Une systématique conservative de 1% est adoptée pour le Modèle Standard et les signaux.
- ◇ L'**identification des jets** est sujette à une systématique de $\pm 2,1\%$, obtenue en faisant varier de $\pm 1\sigma$ l'efficacité d'identification.
- ◇ La systématique associée au **veto sur les mauvais jets** a été mesurée à moins de 1% dans l'analyse de recherche du stop en charm et neutralino [80] qui est très similaire à celle du sbottom. L'analyse de recherche du stop établit son incertitude à partir d'événements multijets, ayant

au moins deux jets tels que $|\eta_{det}| < 1,5$, $cpf0 > 0,85$, $p_T^{jet1} > 40$ GeV, $p_T^{jet2} > 20$ GeV et avec une différence d'angle azimutal entre les deux jets dominants inférieure à 165°. Une erreur systématique conservative de ±1% a été utilisée.

- ◇ Des études antérieures [67] ont montré qu'une systématique sur l'efficacité des ***triggers*** de ±5% pouvait être utilisée de façon conservative.
- ◇ Les incertitudes sur les EM et les muons isolés sont obtenues en faisant varier de $\pm 1\sigma$ les efficacités d'identification. L'incertitude sur les traces isolées est estimée en faisant varier de $\pm 1\sigma$ les fonctions de correction définies à la section 5.6.4. L'**incertitude totale sur les leptons isolés**, somme quadratique des trois incertitudes précédentes est de $^{+4,7}_{-4,6}$% pour les bruits de fond du Modèle Standard et $^{+4,8}_{-4,7}$% pour les signaux.
- ◇ L'erreur systématique sur la **reconstruction des vertex** a été estimée à ±2% dans la recherche générique de squarks et gluinos faite dans le même contexte [81]. Cette valeur a été conservée pour cette analyse.
- ◇ L'effet des coupures sur la variable **cpf0** est évalué en faisant varier de $\pm 1\sigma$ la fonction de correction déterminée à la section 5.6.3. Le résultat est de ±10% pour les simulations.
- ◇ La **luminosité** est affectée d'une systématique de ±6,1%, qui a été déterminée au sein de la collaboration [79].
- ◇ Une incertitude sur les **sections efficaces NLO** des bruits de fond du Modèle Standard de ±15% est estimée en comparant les sections efficaces LO d'`ALPGEN` et `MCFM` [57].
- ◇ L'effet du choix des **fonctions de densité de partons** (*Parton Density Function*, PDF) des (anti-)protons sur l'acceptance du signal est mesuré à partir de 40 lots de PDF [59, 60]. Chacun de ces lots est une variation $\pm 1\sigma$ d'un des 20 vecteurs propres du PDF nominal `CTEQ6.1M`. La variation d'acceptance est évaluée au niveau générateur en reproduisant les principales coupures de l'analyse. La figure 5.39 montre les différentes efficacités et l'incertitude totale. La contribution dominante aux incertitudes est l'incertitude sur le vecteur propre 15 (lots 29 et 30). C'est elle qui induit le plus de variations sur la fraction de gluons à grand x. L'incertitude finale est de $^{+7,0}_{-5,7}$% sur l'acceptance et d'environ 20% sur les sections efficaces (Fig. 5.41).
- ◇ L'**étiquetage des jets de quarks** b mène à une systématique de $^{+5,8}_{-5,9}$% (resp. $^{+9,7}_{-9,3}$%) pour le Modèle Standard et $^{+4,2}_{-4,5}$% (resp. $^{+9,9}_{-9,5}$%) pour le signal dans le cas simple étiquetage *Tight* (resp. double étiquetage *Tight+Loose*). Ces valeurs sont trouvées après avoir fait varier de $\pm 1\sigma$ les valeurs des TRF (Sec. 5.7).

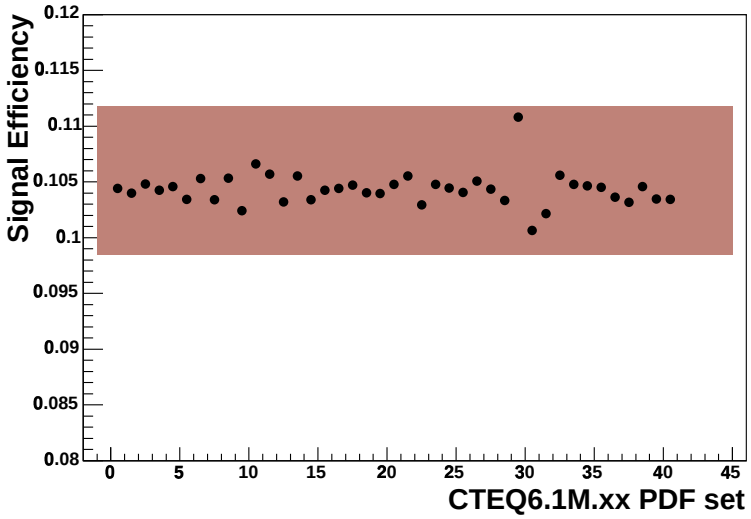


FIG. 5.39 – Acceptance (points) calculées au niveau générateur pour le PDF nominal (point d'abscisse 0,5) et chacun des 40 lots de PDF. L'incertitude totale qui en est déduite est représentée par la bande colorée.

- ◇ L'erreur systématique sur l'**étiquetabilité** était de ±3% lors de la précédente analyse de recherche du sbottom [64]. La méthode d'estimation d'étiquetabilité s'étant améliorée avec la prise en compte des corrélations entre le z du vertex primaire et le η du jet, l'utilisation de la valeur de 3% est conservative.
- ◇ Les incertitudes sur l'**étiquetabilité et l'étiquetage des jets de τ** sont estimées au total à ±5% dans [64]. L'utilisation de cette valeur est conservative grâce à l'amélioration des outils.

5.9 Optimisations

5.9.1 Les niveaux de confiances [82]

Le choix d'un lot de coupures optimales pour la découverte ou l'exclusion d'un signal doit se faire indépendamment des données à partir d'un critère reflétant le potentiel de chaque lot de coupures.

Dans la présente analyse on attend b événements pour le bruit de fond et s événements pour le signal. Pour savoir si le signal peut être exclu ou découvert, on effectue des expériences basées sur les hypothèses "bruit de fond seulement" et "bruit de fond+signal", utilisant une loi de Poisson de paramètres b et $b+s$ respectivement.

On définit alors $1 - CL_b$, qui exprime la non-compatibilité du résultat de l'expérience avec l'hypothèse "bruit de fond seulement", et CL_{s+b} qui mesure la non-compatibilité du résultat de l'expérience avec l'hypothèse "bruit de fond+signal".

Un faible CL_{s+b} ne signifie pas pour autant que le signal est absent car le fond peut aussi avoir fluctué vers le bas. Dans ce cas CL_b sera aussi petit. On construit alors une variable à partir de CL_{s+b} et CL_b, qui permet de gérer de tels cas [83] :

$$CL_s = \frac{CL_{s+b}}{CL_b} \tag{5.10}$$

Un CL_s de 5% permet alors d'établir une exclusion à 95% de confiance de la présence d'un signal.

5.9.2 Optimisation sur CL_s

Les niveaux de confiance d'exclusion du signal à 95% (CL_s), sont calculés en tenant compte des erreurs statistiques et des erreurs systématiques de la simulation des bruits de fond et des signaux (Sec. 5.8). Le programme utilisé est celui développé pour la recherche du boson de Higgs neutre du MSSM dans le canal $hb(b) \rightarrow bbb(b)$ à DØ [84]. C'est un programe fréquentiste utilisant `ROOT v5.16` [85].

Un espace multidimensionnel de coupures a été parcouru afin de trouver les meilleurs ensembles de coupures selon les couples ($m_{\tilde{b}}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$). Les variables étudiées sont :

- S_T, somme scalaire de MINMET et des p_T des jets,
- M_{12}, masse invariante des deux jets dominants,
- le nombre de jets avec p_T >15 GeV : {2} ou {2 ou 3},
- $\Delta\varphi_{min}$ (Sec. 5.5.2), en valeur supérieure. Il peut en effet être nécessaire, en particulier pour les points à grand Δm, de relâcher la coupure de sélection sur $\Delta\varphi_{min}$ pour augmenter la statistique.

Les ensembles de coupures donnant les meilleurs CL_s attendus sont sélectionnés. La figure 5.40 donne un exemple de la dépendance du CL_s attendu en fonction de M_{12} et du nombre de jets, et montre le passage par un minimum.

5.10 Résultats

Les sections efficaces attendues et observées sont calculées en utilisant le même programme fréquentiste que lors de l'optimisation (Sec. 5.9). Elles sont

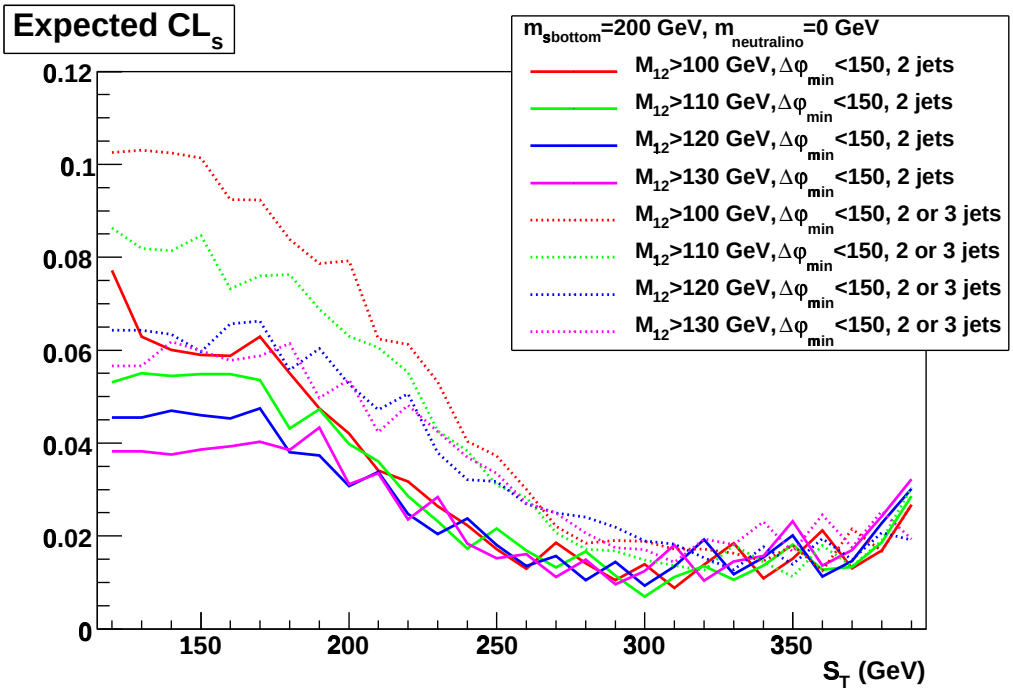


FIG. 5.40 – CL_s attendus pour le signal $(m_{\tilde{b}},\ m_{\tilde{\chi}_1^0}) = (200,\ 0)$ GeV, en fonction de S_T pour $\Delta\varphi_{min}$=150° et pour différentes valeurs de coupures sur les paramètres M_{12} et nombre de jets avec $p_T > 15$ GeV.

calculées, pour chaque point de signal généré, à 95% de niveau de confiance (CL_s) pour le point de coupure optimum trouvé lors de l'optimisation.

En ce qui concerne la section efficace théorique de production de paires de sbottoms, les incertitudes liées à la valeur de l'échelle de renormalisation et de factorisation sont prises en compte en faisant varier cette échelle de renormalisation/factorisation d'un facteur 2 ($2Q$, $Q/2$) par rapport à l'échelle Q égale à $m_{\tilde{b}}$, utilisée dans le calcul de la section efficace nominale. Ce calcul est fait en utilisant `PROSPINO-2` [61].

Une limite en fonction de la masse de la particule supersymétrique est calculée de manière conservative en faisant l'intersection des sections efficaces attendues et observées avec la valeur basse de la section efficace théorique (Fig. 5.42). La valeur basse est donnée par la limite basse de la bande jaune de la figure 5.41, obtenue en sommant en quadrature les incertitudes sur les sections efficaces dues à l'échelle de renormalisation/factorisation et celles dues aux PDF (Sec. 5.8).

La figure 5.43 montre les contours d'exclusion attendus pour la présente analyse, dans le plan $(m_{\tilde{b}}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$, pour différentes combinaisons des conditions

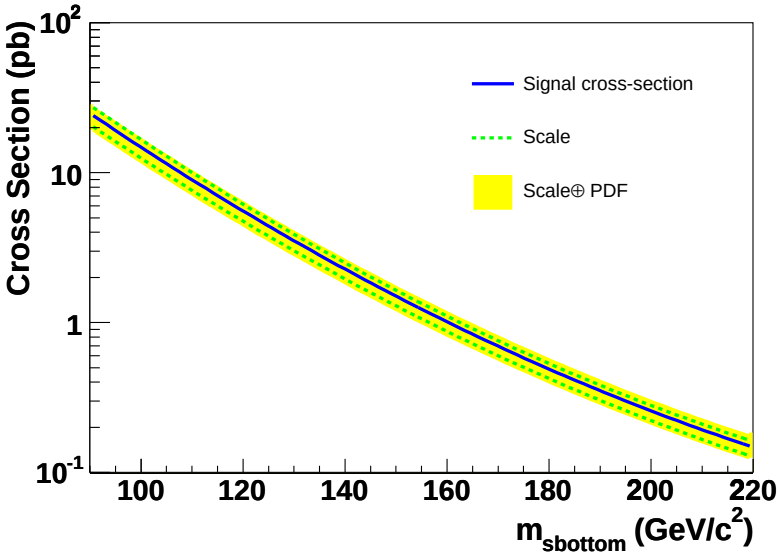


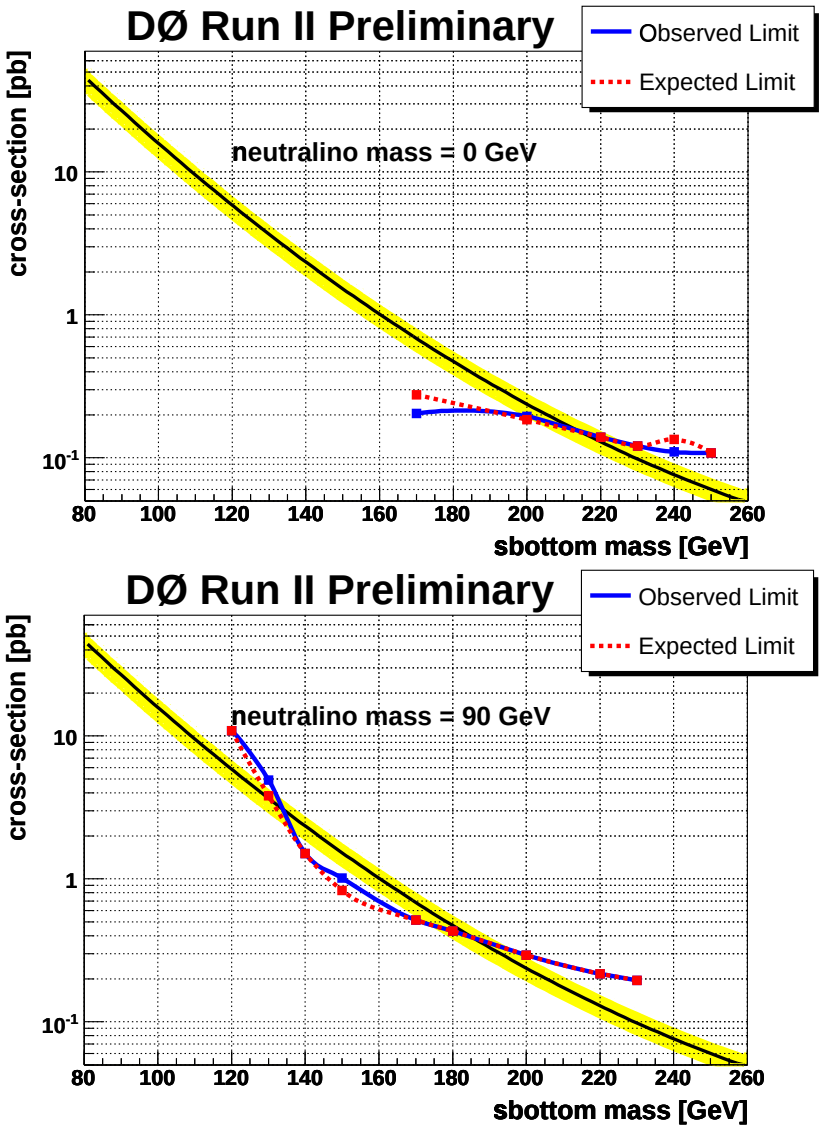
FIG. 5.41 – Sections efficaces nominales (ligne bleu) en fonction de la masse du sbottom. Les pointillés verts représente l'incertitude due au choix de l'échelle de renormalisation/factorisation. La bande jaune correspond à la somme quadratique de l'incertitude liée aux PDFs et de l'échelle de renormalisation/factorisation.

[{*Tight*},{*Tight*+*Loose*}] et [{2 jets},{2 ou 3 jets}]. Le contour d'exclusion attendu de la précédente analyse, également représenté, est significativement amélioré.

De façon à maximiser la sensibilité, on sélectionne les optimisations *Tight*-+*Loose*+2 jets pour les masses de sbottom inférieures à 175 GeV, et *Tight*-+2 jets autrement. Les contours d'exclusion attendu et observé correspondants sont présentés dans la figure 5.44.

On observe que les contours attendu et observé de cette analyse sont en bon accord. Le contour observé exclut une nouvelle région de l'espace des paramètres dans la région des faibles Δm. Le contour de la région des faibles masses de $\tilde{b}$ ($m_{\tilde{b}} < 120$ GeV) ne peut pas être amélioré davantage car les points de signaux de cette zone ont peu de $\not\!\!E_T$ et sont donc difficiles à exclure avec une analyse de type "jets+$\not\!\!E_T$ ".

La présente analyse confirme l'exclusion de la précédente analyse de DØ dans la région des grands Δm. On remarque que le contour observé par la précédente analyse est bien meilleur que ce qui était attendu. Cela a été interprété par une fluctuation statistique des données, conduisant à l'observation de 0 événement, là où ~ 3 événements étaient attendus pour le bruit de fond. Une telle fluctuation a une probabilité d'occurrence d'environ 5%. À



(a)

(b)

FIG. 5.42 – Limite attendue (en pointillé rouge) et observée (trait plein bleu) à 95% de niveau de confiance sur la section efficace, en fonction de la masse du sbottom pour des masses de neutralino de 0 GeV (a) et 90 GeV (b). (a) est tracée pour l'étiquetage (*Tight+Loose*), tandis que (b) correspond à l'étiquetage (*Tight*). La section efficace nominale théorique est tracée en noir. La bande jaune correspond aux erreurs dues aux variations d'un facteur 2 de l'échelle de renormalisation/factorisation, sommées en quadrature avec les erreurs sur la section efficace due aux PDFs.

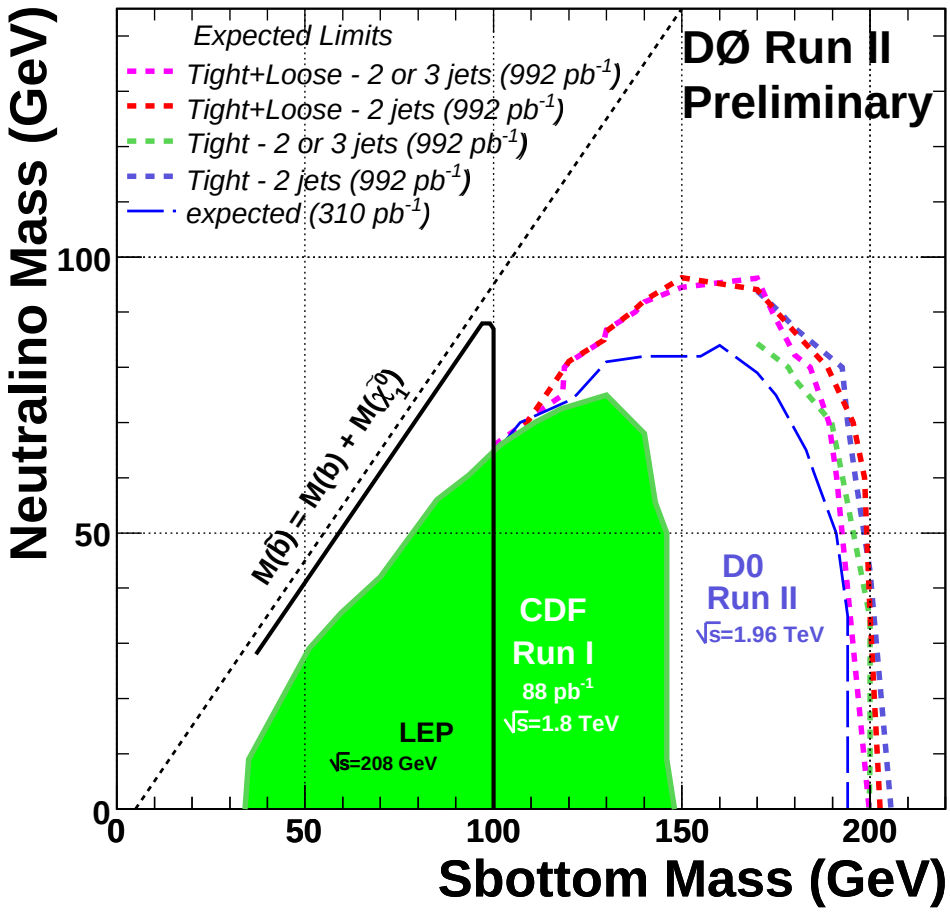


FIG. 5.43 – Contours d'exclusion attendus à 95% de confiance, pour différents types de sélection, dans le plan masse du χ_1^0 versus masse du $\tilde{b}_1$. Le contour d'exclusion de la précédente analyse [64] est représenté par la ligne bleue en pointillés fins. Les contours correspondants au simple étiquetage de jets de quarks b ne sont tracés que dans la zone où les coupures éliminent les événements multijets ($S_T >\sim 220$ GeV).

titre d'exemple, pour l'optimisation du point ($m_{\tilde{b}} = 220$ GeV, $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 0$ GeV) de l'analyse présentée ici, on observe 2 événements pour 1.5 ± 0.3 attendus pour le bruit de fond et 4.6 ± 0.3 pour le signal. Ces événements appartiennent tous les deux à une période de prise de données postérieure à celle de la précédente analyse.

La différence entre les deux analyses de DØ va au-delà de la simple aug-

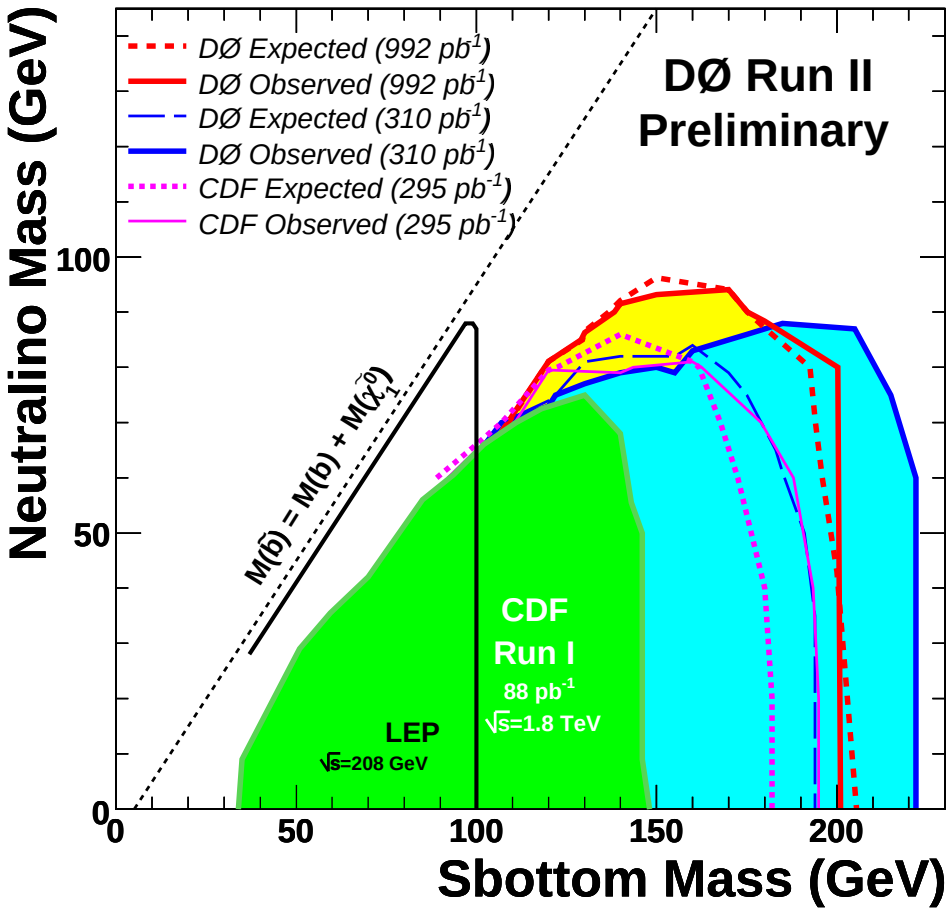


FIG. 5.44 – Contour d'exclusion à 95% de confiance, après optimisation, étiquetage des jets de b inclu, dans le plan masse du χ_1^0 versus masse du $\tilde{b}_1$. La courbe rouge en pointillé correspond au contour attendu, tandis que la courbe rouge continue et la zone colorée en jaune indique la zone exclue observée. Les contour d'exclusions de la précédente analyse de DØ publiée dans [64] sont représentés par les lignes bleues en pointillés fins (contour attendu) et en trait continu (contour observé). Les résultats soumis à publication par CDF [86] avec 295 pb^{-1} de données, sont représentés par les courbes roses, en pointillé pour le contour attendu, en trait continu pour le contour observé.

mentation de la statistique puisque de nombreux changements sont intervenus parmi lesquels on peut citer une modification de **l'étiquetage de jets**

de quarks b qui a été améliorée par l'utilisation d'un réseau de neurones, et la disparition de la confirmation des jets par des traces au profit de **coupures sur la variable cpf0**.

Conclusion

La recherche de la particule supersymétrique sbottom a été effectuée au Tevatron dans l'expérience DØ avec 0,9 fb^{-1} de données dans le canal $\widetilde{b}_1\bar{\widetilde{b}}_1 \rightarrow 2\tilde{\chi}_1^0 b\bar{b}$ dans le cadre du modèle générique MSSM. Aucun excès dans les données n'a été observé par rapport aux prévisions du Modèle Standard, et une limite a été établie pour les couples de masse ($m_{\tilde{b}_1}$, $m_{\tilde{\chi}_1^0}$) dans le cas d'une désintégration à 100% du sbottom en un quark b et un neutralino. Les masses de sbottom ont été exclues jusqu'à 201 GeV dans le cas d'un neutralino de masse nulle, et les masses de neutralino sont exclues jusqu'à 94 GeV pour un sbottom de 170 GeV. Le précédent contour d'exclusion a significativement été amélioré dans la région de faibles différences de masse entre le sbottom et le neutralino.

Cette recherche de supersymétrie a aussi été l'occasion d'approfondir la compréhension de la simulation des bruits de fond standard par les générateurs `ALPGEN`+`PYTHIA`. Les études portant sur la simulation de l'impulsion transverse du boson Z, source d'énergie transverse manquante lorsque ce dernier se désintègre en neutrinos, ont montré qu'elle était particulièrement délicate à réaliser.

Un système de déclenchement sur l'énergie transverse manquante performant à haute luminosité instantanée est indispensable pour une découverte du sbottom dans les données du Run IIb du Tevatron. La participation à la mise en œuvre du niveau L1 du système de déclenchement de DØ au Run IIb a été une période riche d'enseignements, de par la rapidité de la certification de la L1MET qu'il a fallu fournir, mais aussi de par la connaissance nouvelle qu'il a fallu acquérir dans le domaine des *triggers*.

Cette analyse peut cependant encore être sujette à des améliorations pour accroître sa sensibilité. Outre l'augmentation de la statistique des données qu'apportera le Run IIb, et celle de la simulation qui est un des facteurs limitants dans cette analyse, on peut évoquer divers progrès techniques pos-

sibles. Une meilleure estimation du bruit de fond multijets autorisant une coupure plus basse en énergie transverse ferait gagner en sensibilité à faible Δm. Qui plus est, un contrôle plus précis des sections efficaces des bruits de fond électrofaibles serait un moyen de gagner en sensibilité dans tout le plan $(m_{\tilde{b}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$.

La recherche du sbottom et de la supersymétrie effectuée ici n'est qu'une étape dans la recherche entreprise au Tevatron. Le potentiel de découverte reste important puisque seul 1 fb^{-1} de données a été analysé sur les 8 fb^{-1} prévus qui seront disponibles d'ici à l'arrêt du Tevatron à la fin de l'année 2009. Du fait de son énergie disponible au centre de masse sept fois plus grande, le nouvel accélérateur LHC en construction à Genève devrait être à même de valider l'existence de la supersymétrie et donc du sbottom si celle-ci existe.

Bibliographie

[1] Particle Data Group, *Nuclear and Particle Physics*, Journal of Physics G, vol 33, July 2006 pp1-1232

[2] A. Djouadi, *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking, Tome I : The Higgs boson in the Standard Model*, hep-ph/0503172

[3] G. Altarelli, *A QCD primer*, hep-ph/0204179

[4] The LEP Electroweak Working Group, *http ://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/*,

[5] Y. Fukuda *et al.*, *Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos*, Phys. Rev. Lett. 81, 1562-1567 (1998)

[6] A. Djouadi, *The Anatomy of Electro-Weak Symmetry Breaking, Tome II : The Higgs boson in the Minimal Supersymmetric Model*, hep-ph/0503173

[7] S. Kraml, *Stop and Sbottom Phenomenology in the MSSM, PhD thesis*, hep-ph/9903257

[8] H. P. Nilles, *Phys. Rep.*, **117**,323 (1971)

[9] http ://linac.fnal.gov/

[10] http ://www-ad.fnal.gov/proton/booster/booster.html

[11] http ://www-fmi.fnal.gov/

[12] http ://www-bd.fnal.gov/public/maininj.html

[13] http ://www-bd.fnal.gov/public/antiproton.html

[14] http ://www-bdnew.fnal.gov/tevatron/

[15] http ://www-bd.fnal.gov/public/tevatron.html

[16] V. Abazov *et al.*, DØ Collaboration, *The Upgraded DØ Detector* hep-ph/0507191, accepté par Nucl. Instrum. Methods, 2005

[17] E. Kajfasz, *Quelques expériences gravitant autour du problème de génération de masses*, Thèse de HDR, CPPM, mai 2002

[18] DØ Collaboration, *DØ Layer 0 Conceptual Design Report*

[19] *The DØ Upgrade Central Fiber Tracker*, Technical Design Report http ://d0server1.fnal.gov/users/stefan/www/CFT_TDR/CFT_TDR-.ps

[20] *Technical Design Report of the Forward Preshower Detector for the DØ Upgrade*, d0-note 3445

[21] S.Abachi, et al., *The DØ Detector*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 338 (1994) 185

[22] H. Aihara et al., Design, *Construction, and Performance of the electromagnetic module of the DØ end calorimeter*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 325 (1993) 393

[23] Butler J., et. al., *The D0 Muon System Upgrade*, DØ Note 2780,

[24] C. Acharya et al., *Scintillator counters for the DØ muon upgrade*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 401 (1997) 45

[25] E. Iarocci, *Plastic streamer tubes and their applications in high energy physics*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 217 (1983) 30

[26] J. Barreto, *The D0 Forward Proton Detector (FPD) Status*, d0-note 4285

[27] C. Miao, *The D0 Run II Luminosity Monitor*, Fermilab-Conf-98/395-E

[28] M. Abolins et al., *The fast trigger for the DØ experiment*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 289 (1990) 543

[29] M. Abolins et al., *The Run IIb Upgrade for the DØ experiment*, IEEE Trans. Nucl. 51 (2004) 340-344

[30] The ATLAS collaboration, *ATLAS Trigger Performance Status Report*, CERN/LHCC 98-15 (August 1998)

[31] http ://www-d0.fnal.gov/global_tracking/

[32] A. Harel, *Jet ID Optimization*, DØ Note 4919,

[33] C. Clément, F. Déliot, T. Golling, K. Haganaki, B. Leonhardt, M. Mulders, E. Nurse, S. Söldner-Remboldt, J.Stark, *MuonID Certification*, DØ Note 4350,

[34] G. Hesketh *Content of the p17 Muon Thumbnail*, DØ Note 4735,

[35] S. Calvet, P. Verdier, E. Kajfasz, *Toward MissingET Certification and Unclustered Energy Studies*, DØ Note 4927,

[36] U. Bassler, G. Bernardi, *Towards a Coherent Treatment of Calorimetric Energies : Missing Transverse Energy, Jets, EM Objects and the T42 Algorithm*, DØ Note 4124,

[37] J.-R. Vlimant, U. Bassler, G. Bernardi, S. Trincaz-Duvoid *Technical description of the T42 algorithm for the calorimeter noise suppression*, DØ Note 4146,

[38] G. Bernardi, E. Busato and J.-R. Vlimant *Improvements from the T42 Algorithm on Calorimeter Objects Reconstruction*, DØ Note 4335,

[39] http ://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/

[40] http ://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html,

[41] http ://www.ifh.de/~pukhov/comphep.html,

[42] http ://mlm.home.cern.ch/mlm/alpgen/,

[43] https ://webafs3.cern.ch/mlm/talks/lund-alpgen.pdf,

[44] Torbjörn Sjöstrand, *Monte Carlo Generators*, hep-ph/0611247,

[45] N. Makovec, J.-F. Grivaz, *The Relative Data-Monte Carlo Jet Energy Scale*, DØ Note 4807,

[46] N. Makovec, J.-F. Grivaz, *Shifting, Smearing and Removing Simulated Jets*, DØ Note 4914,

[47] L. Duflot, V. Shary, R. Zitoun, I. Torchiani, *cal_event_quailty package*, DØ Note 4614,

[48] S. Calvet, J. Stark, A. Duperrin, P. Verdier, Th. Millet, B. Martin, E. Kajfasz, *The `l1cal2b_met_cert` package, the certification of Level 1 missing Et triggers in Run IIb and software tools to parameterize the Level 1 missing Et triggers*, DØ Note 5198,

[49] Th. Millet, A. Duperrin, P. Verdier, S. Muanza, *Jets and MET triggers for the New Phenomena group in the V14 and V15 trigger lists*, DØ Note 5120,

[50] Th. Millet, J. Stark, P. Verdier, A. Duperrin, S. Calvet, B. Martin, S. Muanza, *Calibration of the D0 Level 1 Calorimeter Trigger for RunIIb*, DØ Note 5199,

[51] B. Martin, G. Sajot, J. Stark, P. Verdier, A. Duperrin, Th. Millet, S. Calvet, *Validation of L1 jet and electron triggers in early RunIIb data and software tools for regular checks in the future*, DØ Note 5201,

[52] C. Ochando, J.-F. Grivaz, *L1 MET Studies*, Higgs/NP Multijet Meeting, 10 Mai 2007,

[53] G. Grenier, *Integration of ALPGEN in the DØ software environment*, DØ-note 5148

[54] U. Blumenschein, *Search for the Associated Production of Chargino and Neutralino in Final States with Two Electrons And an Additional Lepton*, DØ-note 4678

[55] S. Calvet, A. Duperrin, G. Grenier, E. Kajfasz, *New bug in Alpgen / more on QCD background in Zee*, Higgs/NP Multijet meeting, 01 March 2007

[56] G. Grenier, *More about Alpgen bugs*, Simulation meeting, 07 March 2007

[57] J.M. Campbell and R.K. Ellis, *Update on vector boson pair production at hadron colliders*, Phys. Rev.**D**, 60, 113006 (1999),

[58] S. Muanza, *A Compilation of MCFM v5.1 Cross Sections*, DØ-note 5300

[59] J. Pumplin *et al.*, JHEP 0207 (2002) 012,

[60] D. Stump *et al.*, JHEP 0310 (2003) 046,

[61] W.Beenakker, R.Hoepker and M.Spira, *PROSPINO : A Program for the Production of Supersymmetric Particles in Next-to-leading Order QCD*, hep-ph/9611232,

[62] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, note LEPSUSYWG/04-02.1 http ://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy

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

[64] V.M. Abazov *et al.*, *Search for pair production of scalar bottom quarks in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Rev. Lett. 97, 171806 (2006),

[65] G. Grenier, *Z mass Reweighting for Alpgen p17 production*, DØ-Note 5410,

[66] M. Petteni, T. Christoudias, G. Davies, *Search for $ZH \rightarrow nunubbbar$ at D*, DØ-Note 5342,

[67] A. Zabi, L. Duflot, J.-F. Grivaz, P. Verdier and A. Duperrin, *A trigger fot jets and MET*, DØ-Note 4315,

[68] Th. Millet, A. Duperrin, P. Verdier, S. Muanza, *Jets ans $\not\!\!E_T$ triggers for the New Phenomena group in the v14 and v15 trigger lists*, DØ-Note 5120

[69] T. Scanlon, *A Neural Network b-tagging Tool*, DØ-Note 4889,

[70] T. Scanlon,M. Anastasoaie, *Neural Network b-tagging Tool on Pass 2 Data*, DØ-Note 4890,

[71] M. Anastasoaie, S. Robinson, T. Scanlon, *Performance of the NN b-tagging Tool on p17 Data*, DØ-Note 5213,

[72] D. Boline, L. Feligioni, M.Narain, *Update on b-quark jet identification with Secondary Vertex reconstruction using p14-Pass2 Samples*, DØ-Note 4796,

[73] Y. Peters, H. Greenlee, A. Haas, A. Schwartzman, *Optimization of the Secondary Vertex Tagger in p17*, DØ-Note 5265,

[74] D.Bloch, D.Gele, S.Greder, I.Ripp-Baudot, F.Filthaut, B.Wijngaarden, *Jet Lifetime b-tagging*, DØ-Note 4069,

[75] D. Bloch, B. Clement, *Update of the JLIP b-tagger Performance in p14/pass2 with JES 5.3*, DØ-Note 4824,

[76] R.Demina, A.Khanov, F.Rizatdinova, E.Shabalina, *Measurement of b-tagging efficiency and mis-tagging rates with CSIP method*, DØ-Note 4432,

[77] R.Demina, A.Khanov, F.Rizatdinova, *b-tagging with Counting Signed Impact Parameter method*, DØ-Note 4049,

[78] I. Anghel, C. Gerber, L. Shabalina, T. Ten, *Studies of Taggability vs. nPV for p17*, DØ-Note 5240 ,

[79] T. Andeen *et al.*, *The D0 Experiment's Integrated Luminosity for Tevatron Run IIa*, DØ-Note 5398,

[80] M. Shamim, T. Bolton, *Search for the pair production of scalar top quarks in acoplanar charm jet + Missing transverse energy final state in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, DØ-Note 5436,

[81] V.M. Abazov *et al.*, *Search for squarks and gluinos in events with jets and missing transverse energy in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, Phys. Lett. **B**, 638, 119-127 (2006),

[82] P. Lutz, N. Besson, *Méthodes statistiques et le Higgs à 115 GeV au LEP*, Cours de GIF, 2001

[83] Th. Junk, *Confidence Level Computation for Combining Searches with Small Statistics, NIMA434* (1999) 435

[84] F. Couderc, *hbb Limit Setting Tool*, DØ-Note 5327

[85] http ://root.cern.ch/

[86] CDF Collaboration, T. Aaltonen, *et al.*, *Search for Direct Pair Production of Supersymmetric Top and Supersymmetric Bottom Quarks in p-pbar Collisions at sqrt(s)=1.96 TeV*, hep-ex 0707.2567, submitted to Phys. Rev. D

Annexe A

Algorithme de calcul de la $\not\!\!E_T$ au niveau L1 du système de déclenchement

L'énergie transverse manquante au niveau L1 des triggers (L1MET) est calculée à partir de l'énergie transverse des tours calorimétriques du niveau L1. Ces tours correspondent aux couches électromagnétiques et hadroniques fines du calorimètre. Une tour du L1 est constituée d'un ensemble de $2\times2 = 4$ tours *off-line*. La position en η et en φ d'une tour du niveau L1 est repérée à l'aide de nouvelles variables entières $i\eta$ et $i\varphi$:

$$i\eta \approx 10 \times \eta_{det} \tag{A.1a}$$

$$i\varphi \approx 10 \times \varphi \tag{A.1b}$$

$i\eta$ est indexé de -18 à 18 pour les tours formées de cellules du calorimètre. Les tours du niveau L1 formées à partir des détecteurs ICD et MG (section 2.2.6) sont "repoussées" artificiellement à l'extérieur du calorimètre, et ont donc $|i\eta| = 19, 20$. Pour un $i\eta$ donné il y a 64 tours, réparties sur deux couches : la première correspondant à la partie électromagnétique du calorimètre, la seconde à la partie hadronique fine. Une tour L1 a donc une largeur de $\pi/32$ en φ. Pour tous les calculs du L1, l'unité est le nombre de coups d'ADC, un GeV valant quatre coups d'ADC. Les tours du calorimètre (celles ayant $|i\eta| \leq 18$) ont une valeur de piédestal de huit coups d'ADC, c'est-à-dire qu'une tour L1 ayant douze coups d'ADC a une énergie transverse de 1 GeV au niveau L1. Les autres tours ont un piédestal à zéro coup d'ADC. Toutes les tours ont une valeur maximale de coups d'ADC fixée à 255.

Au départ du Run IIb, pour le calcul de la L1MET, seules les tours du calorimètre sont utilisées ; les autres, provenant de l'ICD et des MG,

ont leurs valeur d'énergie transverse mise à zéro (c'est-à-dire leur valeur de piédestal) pour le calcul de la L1MET. De façon à réduire les différents bruits du calorimètre, l'énergie transverse d'une tour doit dépasser le seuil de 1 GeV pour être comptabilisée dans le calcul de la L1MET. Dans le cas contraire, l'énergie transverse est considérée comme étant à sa valeur de piédestals, 8 coups ADC. En résumé, l'énergie d'une tour considérée pour le calcul de L1MET, $tower(i\varphi, i\eta)$, est (en coups d'ACD) :

$$tower(i\varphi, i\eta) = \begin{cases} tower(i\varphi, i\eta) & \text{si } tower(i\varphi, i\eta) > 12\ ADC \text{ et } |i\eta| \leq 18 \\ 8 & \text{si } tower(i\varphi, i\eta) \leq 12\ ADC \text{ et } |i\eta| \leq 18 \\ 0 & \text{si } |i\eta| > 18 \end{cases} \tag{A.2}$$

Ensuite, les tours électromagnétiques et hadroniques fines du L1 d'un même $i\varphi$ sont sommées pour donner 32 objets Sum :

$$Sum(i\varphi \in [0, \ldots, 31]) = \sum_{\substack{i\eta= \\ -20,\ldots,-1, \\ 1,\ldots,20}} towerEM(i\varphi, i\eta) + towerFH(i\varphi, i\eta) \tag{A.3}$$

Les projections des 32 sommes sur les axes x et y sont obtenues par multiplication avec des entiers, lesquels sont listés dans le tableau A.1 :

$$Sum(i\varphi)_x = Sum(i\varphi) * cos(i\varphi) \tag{A.4a}$$

$$Sum(i\varphi)_y = Sum(i\varphi) * sin(i\varphi) \tag{A.4b}$$

Le calorimètre peut être divisé en huit zones de même taille selon $i\varphi$, appelées octants. Chacun de ces octants est la somme de quatre $Sums$:

$$Octant(i)_x = Sum(4*i)_x + Sum(4*i+1)_x + Sum(4*i+2)_x + Sum(4*i+3)_x \tag{A.5a}$$

$$Octant(i)_y = Sum(4*i)_y + Sum(4*i+1)_y + Sum(4*i+2)_y + Sum(4*i+3)_y \tag{A.5b}$$

avec $i \in [0, \ldots, 7]$

Les projections des octants sont alors (au niveau *hardware*) des nombres de 29 bits. Cependant, de par la multiplication par un entier (allant jusqu'à 1024) lors de l'étape de projection, les valeurs des octants sont 1024 fois trop grandes. De plus, les quatre bits de moindre poids sont négligés. Cela conduit donc à rejeter les 14 bits de plus faible poids. De façon à ne pas totalement perdre l'information, les 12 bits dominants parmi les 14 abandonnés sont utilisés pour décider si les projections doivent être arrondies à l'unité supérieure ou non.

iφ	0	1	2	3	4	5	6	7
cos	1024	983	901	788	645	481	296	102
sin	102	296	481	645	788	901	983	1024
iφ	8	9	10	11	12	13	14	15
cos	-102	-296	-481	-645	-788	-901	-983	-1024
sin	1024	983	901	788	645	481	296	102
iφ	16	17	18	19	20	21	22	23
cos	-1024	-983	-901	-788	-645	-481	-296	-102
sin	-102	-296	-481	-645	-788	-901	-983	-1024
iφ	24	25	26	27	28	29	30	31
cos	102	296	481	645	788	901	983	1024
sin	-1024	-983	-901	-788	-645	-481	-296	-102

TAB. A.1 – Constantes sinus et cosinus utilisées pour le calcul des projections sur les axes x et y des $Sum(i\varphi)$.

Les trois bits de plus grand poids doivent être nuls. Si l'un de ces bits est non nul, alors la projection de l'octant est fixée à sa valeur maximale (les trois premiers bits étant à zéro). On peut résumer l'utilisation des bits des projections d'octants ainsi :

$$Octant_{x,y} \equiv \left\{ \begin{array}{l} \underbrace{28\ 27\ 26}_{\text{nuls}} \underbrace{25\ 24\ 23\ 22\ 21\ 20\ 19\ 18\ 17\ 16\ 15\ 14}_{\text{bits utilisés}} \\ \underbrace{13\ 12\ 11\ 10\ 9\ 8\ 7\ 6\ 5\ 4\ 3\ 2}_{\text{utilisés pour l'arrondi}}\ \underbrace{1\ 0}_{\text{non utilisés}} \end{array} \right. \tag{A.6}$$

Les projections d'octants sont ensuites sommées, et leurs sommes sont élevées au carré pour construire le carré de la L1MET, qui est la quantité utilisées par les *triggers* pour prendre leurs décisions :

$$L1MET_x = \sum_{i\in[0,\ldots,7]} Octant(i)_x \tag{A.7a}$$

$$L1MET_y = \sum_{i\in[0,\ldots,7]} Octant(i)_y \tag{A.7b}$$

$$L1MET^2 = L1MET_x^2 + L1MET_y^2 \tag{A.8}$$

Recherche du partenaire supersymétrique du quark bottom au sein de l'expérience DØ au TeVatron. Études sur l'énergie tranverse manquante.

La supersymétrie, qui permet de combler certaines lacunes du Modèle Standard de la physique des particules (MS), est recherchée par la tentative d'observation du partenaire supersymétrique du quark bottom (sb). Cette recherche est effectuée avec des événements d'état final composé de deux jets de quarks b acoplanaires et d'énergie transverse manquante (MET) et issus d'un lot de 992 pb^{-1} de données collectées par le détecteur DØ auprès du TeVatron, le collisionneur $p\bar{p}$ de Fermilab. L'absence d'excès d'événements par rapport aux prévisions du MS conduit à exclure les masses de sb jusqu'à 201 GeV, et les masses de neutralino jusqu'à 94 GeV.

De par le rôle essentiel que joue ici la MET, celle-ci a été étudiée sous deux aspects. Tout d'abord, au niveau du système de déclenchement qui sélectionne en ligne les événements, puis, via la simulation de l'impulsion transverse du boson Z, par le générateur ALPGEN, qui apparait comme de la MET si le Z se désintègre en neutrinos.
mots-clés : *sbottom, supersymétrie, énergie transverse manquante, triggers, ALPGEN, DØ, TeVatron.*

Search for supersymmetric partner of bottom quark at DØ at TeVatron. Studies on missing tranverse energy.

Supersymmetry, extension of the Standard Model of Particle Physics (SM), is searched for by trying to observe the supersymmetric partner of bottom quark ($\tilde{b}$). This search is performed using events with a final state comprising two acoplanar b-quark jets and missing transverse energy (MET) and coming from a sample of 992 pb^{-1} of data collected by the DØ detector at the TeVatron, the Fermilab $p\bar{p}$ collider. The absence of an excess of events in comparison to MS expectations leads to exclude sb masses up to 201 GeV, neutralino masses up to 94 GeV.

The MET has been studied under two points of view, because of its fondamental role in this search. First, at the level of the trigger system which allows the online selection candidate events, and then, within the framework of the ALPGEN generator, the simulation of the Z boson transverse momentum which appears as MET when the Z boson decays into neutrino.
keywords : *sbottom, supersymmetry, missing transverse energy, triggers, ALPGEN, DØ, TeVatron.*