HAL
open science

Recherche de la production électrofaible du quark top dans le canal électron+jets dans l'expérience D0 auprès du Tevatron

Emmanuel Busato

To cite this version:

Emmanuel Busato. Recherche de la production électrofaible du quark top dans le canal électron+jets dans l'expérience D0 auprès du Tevatron. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris-Diderot - Paris VII, 2005. Français. NNT : . tel-00009641

HAL Id: tel-00009641

https://theses.hal.science/tel-00009641v1

Submitted on 1 Jul 2005

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

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

UNIVERSITÉ PARIS VII - DENIS DIDEROT
UFR de PHYSIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

pour obtenir le titre de

DOCTEUR de l'UNIVERSITÉ PARIS VII
Spécialité : Champs, Particules, Matières

présentée par

Emmanuel BUSATO

Recherche de la production électrofaible du quark top dans le canal électron+jets dans l'expérience DØ auprès du Tevatron

soutenue le 8 avril 2005 devant la commission d'examen composée de :

MM	Philippe SCHWEMLING	Président
	Bernard ANDRIEU	
	Gregorio BERNARDI	Directeur de thèse
	Dominique PALLIN	Rapporteur
	Vanina RUHLMANN-KLEIDER	
	John WOMERSLEY	Rapporteur

À mes parents et mes soeurs.

Remerciements

Je remercie Jean-Eudes Augustin de m'avoir accueilli au sein du LPNHE. Merci à tout le personnel du laboratoire pour les moyens mis à notre disposition qui nous permettent de travailler dans de bonnes conditions.

Je voudrais remercier les membres de mon jury : Dominique Pallin et John Womersley qui ont accepté d'être rapporteurs de cette thèse ; Vanina Ruhlmann-Kleider pour avoir accepté d'être examinatrice et Philippe Schwemling pour avoir accepté d'être président.

Je remercie tout le groupe du LPNHE : Bernard Andrieu, Ursula Bassler, Gregorio Bernardi, Stephanie Beauceron, Lars Sonnenschein, Sophie Trincaz-Duvoid et Jean-Roch Vlimant. Ce groupe fait preuve de grandes qualités humaines qui ont fait de ces années une expérience très positive pour moi. Merci à vous tous pour votre accueil, votre bonne humeur et votre disponibilité. Merci à Bernard et Gregorio d'avoir accepté de diriger cette thèse et de m'avoir permis de travailler sur des sujets aussi intéressants que la reconstruction calorimétrique et le *single top*. Un grand merci à Jean-Roch pour tous les bons moments passés à Paris et au Fermilab. Travailler avec toi est un réel plaisir.

Je remercie Bernard et Sophie pour leur lecture attentive du manuscrit et les améliorations qu'ils ont apportées. Un immense merci à ma mère qui corrige mes fautes d'orthographe depuis que je sais écrire. Je pensais que cette thèse aurait fini par te dégoûter définitivement mais ça n'est apparemment pas le cas, alors prépare-toi à bien d'autres corrections encore :-)

J'ai bénéficié tout au long de ma thèse de l'aide et des conseils de Laurent Duflot sur des problèmes et questions reliés au programme de reconstruction des jets. Merci Laurent pour m'avoir enseigné les bases du *software* de DØ, pour ton accueil et ta disponibilité. J'ai énormement appris grâce à toi.

Je tiens à remercier chaleureusement Marumi Kado. Merci pour tout ce que tu as fait pour moi durant ma thèse. Tu m'as enseigné les bases de l'analyse avec tellement de passion et d'entousiasme que je ne pourrai jamais oublier ces instants. Chaque minute passée en ta compagnie vaut de l'or. J'espère qu'il y en aura encore beaucoup d'autres. Merci pour ta générosité, ta patience, ta disponibilité et ta confiance.

Parmi tous les physiciens et physiciennes avec lesquelles j'ai travaillé durant cette thèse, je tiens à remercier plus particulièrement Aurelio Juste et Arnulf Quadt, tout d'abord pour le plaisir que j'ai eu à travailler dans le groupe *Top Quark*, mais aussi pour la confiance qu'ils ont eue en moi en me confiant le programme *top_analyze*.

L'ambiance n'aurait certainement pas été aussi bonne sans la joyeuse troupe de thésards ou ex-thésards français de DØ, donc merci à vous tous. Je voudrais remercier plus particulièrement Alex pour son soutien, son écoute et ses encouragements. Un grand merci aussi à Mathieu et Benoît avec qui il a été très agréable de rechercher ce "top célibataire".

Je souhaite remercier les thésards du LPNHE pour la bonne ambiance qui règne au sein du laboratoire, et mes amis pour tous les excellents moments passés en dehors du laboratoire.

Je remercie Perrine d'être présente à mes cotés. Merci pour ta patience et pour ton soutien inconditionnel.

Je remercie mes parents d'avoir toujours fait en sorte que tout se passe pour le mieux. Il me faudrait plusieurs vies pour pouvoir vous rendre tout ce que vous m'avez donné. Merci à mes soeurs pour avoir toujours été à mes cotés. Je vous dédie ce travail.

Table des matières

Introduction **7**

1 Le modèle standard de la physique des particules et la physique $p\bar{p}$ **9**
1.1 Le modèle standard . . . 9
1.1.1 Les constituants élémentaires . . . 9
1.1.2 Le secteur électrofaible et le modèle de Glashow, Salam et Weinberg . . . 10
1.1.2.1 Le mécanisme de Higgs . . . 10
1.1.2.2 Masses des bosons de jauge . . . 11
1.1.2.3 Couplage des bosons de jauge avec les fermions . . . 12
1.1.2.4 Masses des leptons et des quarks . . . 13
1.1.3 L'interaction forte . . . 14
1.1.4 Les limites du modèle standard . . . 14
1.2 La physique des collisions $p\bar{p}$ . . . 15
1.2.1 Sections efficaces . . . 15
1.2.2 Les densités de partons (PDF) . . . 16
1.2.3 Les corrections radiatives QCD . . . 17
1.2.4 La fragmentation . . . 18
1.2.5 L'événement sous-jacent . . . 19
1.3 Conclusion . . . 19

2 Le quark top **21**
2.1 Manifestations indirectes de l'existence du quark top . . . 21
2.1.1 Annulation des anomalies . . . 21
2.1.2 Le mélange $B^0 - \bar{B}^0$ . . . 22
2.1.3 Asymétrie avant-arrière dans les réactions $e^+e^- \to b\bar{b}$ . . . 22
2.1.4 Désintégration du quark b . . . 22
2.1.5 Mesure indirecte de la masse du quark top . . . 23
2.2 La découverte du quark top . . . 23
2.2.1 Les modes de production par interaction forte . . . 24
2.2.2 Désintégration du top . . . 24
2.2.3 Mesure de la masse du top et impact sur la masse du boson de Higgs . . . 25
2.3 La production du quark top par interaction faible . . . 25
2.3.1 Modes de production . . . 26
2.3.2 Sections efficaces à l'ordre dominant (LO) . . . 26
2.3.3 Corrections d'ordre supérieur (NLO) . . . 27
2.3.3.1 Voie s . . . 27
2.3.3.2 Voie t . . . 28
2.3.4 Résultats . . . 29
2.3.5 État des recherches au Tevatron . . . 31

2.3.6 État des recherches ailleurs qu'au Tevatron . . . 31
2.4 Motivations pour rechercher le *single top* . . . 31
2.4.1 Mesure de V_{tb} . . . 33
2.4.2 Étude de la polarisation du quark top . . . 33
2.4.3 Recherche de nouveaux phénomènes au-delà du modèle standard . . . 35
2.4.3.1 Nouveaux couplages entre le top et les particules du modèle standard . 35
2.4.3.2 Couplage avec de nouveaux bosons de jauge . . . 36
2.4.3.3 Effets des nouveaux phénomènes sur la polarisation du top . . . 38
2.4.3.4 Effets des nouveaux phénomènes sur les sections efficaces mesurées . 38
2.5 Conclusion . . . 40

3 Le dispositif expérimental 41
3.1 L'accélérateur . . . 41
3.1.1 Production du faisceau de protons . . . 41
3.1.2 La source d'antiprotons . . . 42
3.1.3 Le Tevatron . . . 43
3.1.4 La luminosité . . . 43
3.2 Le détecteur DØ . . . 45
3.2.1 Système de coordonnées . . . 45
3.2.2 Le détecteur de traces . . . 47
3.2.2.1 Le détecteur de vertex (SMT) . . . 47
3.2.2.2 Le détecteur à fibres scintillantes (CFT) . . . 48
3.2.2.3 L'aimant solénoïdal . . . 49
3.2.2.4 Performances . . . 49
3.2.3 Le calorimètre . . . 49
3.2.3.1 Principe d'un calorimètre . . . 50
3.2.3.2 Le calorimètre de DØ . . . 52
3.2.3.3 Résolution sur la mesure de l'énergie . . . 55
3.2.3.4 L'électronique de lecture . . . 56
3.2.4 Le détecteur de pied de gerbes . . . 57
3.2.5 Le système d'identification des muons . . . 57
3.2.6 Le système de déclenchement . . . 60
3.2.6.1 Le niveau 0 . . . 60
3.2.6.2 Le niveau 1 . . . 60
3.2.6.3 Le niveau 2 . . . 61
3.2.6.4 Le niveau 3 . . . 61
3.3 Le traitement des données hors-ligne . . . 62
3.3.1 Le programme `d0reco` . . . 62
3.3.2 Le format final de données . . . 63
3.4 Le programme `top_analyze` . . . 63
3.5 La simulation du dispositif expérimental . . . 65
3.6 Conclusion . . . 65

4 Reconstruction et traitement des objets physiques 67
4.1 Les traces . . . 67
4.2 Les vertex . . . 67
4.3 Les muons . . . 69
4.3.1 Reconstruction . . . 69
4.3.2 Résolution en énergie . . . 70

4.4 Les tours physiques : objets de base pour les algorithmes d'identification calorimétrique . 71
4.5 Les électrons . . . 72
4.5.1 Reconstruction . . . 72
4.5.2 Correction en énergie . . . 72
4.5.3 Résolution . . . 72
4.5.4 Identification . . . 73
4.6 Les jets . . . 76
4.6.1 La reconstruction des jets . . . 76
4.6.1.1 Conditions devant être satisfaites par un algorithme de jet . . . 77
4.6.1.2 Combinaison des particules . . . 77
4.6.1.3 Description de l'algorithme de cône utilisé au Run II . . . 78
4.6.1.4 Formation des pré-amas : l'algorithme *Simple Cone* . . . 79
4.6.1.5 L'algorithme de cône . . . 81
4.6.1.6 L'algorithme $k_\perp$ . . . 84
4.6.2 Correction en énergie . . . 84
4.6.3 Résolution . . . 85
4.6.4 Critères d'identification . . . 86
4.7 L'énergie transverse manquante . . . 88
4.8 Conclusion . . . 89

5 Réduction de l'impact du bruit dans le calorimètre sur les objets physiques 91
5.1 Introduction . . . 91
5.2 Le bruit dans le calorimètre . . . 91
5.2.1 Les différents types de bruit . . . 91
5.2.2 Les problèmes liés au calorimètre . . . 93
5.2.3 Traitement du bruit électronique . . . 95
5.3 Traitement du CH lors de la formation des pré-amas . . . 96
5.3.1 Les jets de bruit . . . 96
5.3.2 Description du traitement CH . . . 99
5.3.3 Effet sur les jets . . . 99
5.4 L'algorithme T42 . . . 103
5.4.1 Description . . . 103
5.4.1.1 Réduction du nombre de cellules . . . 103
5.4.2 Effet sur les électrons . . . 104
5.4.2.1 Effet sur les électrons de basse énergie . . . 104
5.4.2.2 Effet sur les électrons de grande énergie . . . 104
5.4.3 Effet sur les jets . . . 105
5.4.3.1 Propriétés globales des jets sans et avec T42 . . . 105
5.4.3.2 Influence de T42 sur la reconstruction des jets dans les données réelles 108
5.4.3.3 Efficacité de reconstruction des jets dans les données simulées . . . 111
5.4.3.4 Résolution en énergie des jets . . . 112
5.4.4 Effet sur l'énergie transverse manquante . . . 114
5.4.5 Effet sur la sélection des runs . . . 115
5.4.6 Effet sur le single top . . . 117
5.5 Conclusion . . . 117

6 Recherche du *single top* : Description générale et sélection préliminaire **119**
6.1 Description générale de l'analyse . . . 119
6.1.1 Choix du canal d'analyse . . . 119
6.1.2 Bruits de fond . . . 120
6.1.3 Sélection des événements et estimation du signal . . . 121
6.1.4 Normalisation des bruits de fond . . . 121
6.1.5 Estimation des bruits de fond après sélection finale . . . 121
6.1.6 Limites sur les sections efficaces de production . . . 122
6.2 Échantillons de données . . . 122
6.2.1 Simulation des bruits de fond . . . 122
6.2.2 Simulation du signal . . . 124
6.2.3 Lot de données réelles . . . 124
6.3 Présélection des événements W . . . 127
6.3.1 Sélection des objets physiques . . . 127
Vertex . . . 127
Identification de l'électron . . . 127
Sélection des jets . . . 128
Sélection du neutrino - Coupures sur l'énergie transverse manquante . . . 129
6.3.2 Efficacité de déclenchement pour les événements simulés . . . 132
6.3.3 Résumé . . . 136
6.4 Résultats après présélection . . . 136
6.4.1 Signal et fonds simulés . . . 136
6.4.2 Fonds W+jets et QCD . . . 139
6.4.2.1 Détermination de ε_{QCD} . . . 139
6.4.2.2 Résultat de la méthode de la matrice . . . 140
6.4.3 Comparaison entre observation et prédiction dans le lot présélectionné . . . 141
6.5 Conclusion . . . 146

7 Sélection finale et limites sur la production du *single top* **147**
7.1 Etiquetage des b par les muons . . . 147
7.2 Etiquetage des b par l'algorithme JLIP . . . 148
7.2.1 Sélection des traces et des jets . . . 149
7.2.2 Efficacité d'étiquetabilité des jets . . . 149
7.2.3 Description de l'algorithme JLIP . . . 150
7.2.3.1 Probabilité qu'une trace et qu'un jet soient originaires du vertex primaire 150
7.2.3.2 Efficacité d'étiquetage en fonction de la saveur . . . 152
7.2.3.3 Performances . . . 156
7.3 Méthodes d'estimation du taux d'événements . . . 158
7.3.1 Méthode basée sur la simulation . . . 158
7.3.1.1 SLT . . . 158
7.3.1.2 JLIP . . . 158
7.3.2 Méthode d'estimation du fond W+jets grâce aux TRF inclusives . . . 158
7.3.2.1 TRF inclusive pour SLT . . . 159
7.3.2.2 TRF inclusive pour JLIP . . . 161
7.3.3 Méthode d'estimation du fond QCD . . . 163
7.4 Incertitudes systématiques . . . 166
7.4.1 Incertitudes sur l'estimation des fonds simulés et sur l'acceptance du signal . . . 166
7.4.2 Incertitude liée à la méthode de la matrice . . . 168

7.5 Événements avec un jet étiqueté - Limites sur les sections efficaces en voie t et en voies s et t combinées . . . 168
7.5.1 Cinématique des événements ayant au moins un jet étiqueté . . . 169
7.5.2 Sélection finale - Extraction des limites sur les sections efficaces . . . 173
7.6 Événements avec deux jets étiquetés par JLIP - Limite sur la section efficace en voie s . 178
7.6.1 Cinématique des événements ayant au moins deux jets étiquetés par JLIP . . . 179
7.6.2 Sélection finale - Extraction de la limite sur la section efficace . . . 179
7.7 Comparaison avec CDF . . . 184
7.8 Conclusion et perspectives . . . 185

Conclusion **189**

A Méthode de la matrice **199**

B Approche Bayesienne pour le calcul de limite **201**

C Représentation graphique des événements doublement étiquetés par JLIP **203**

Introduction

La compréhension des lois qui régissent le monde de l'infiniment petit est un des enjeux les plus importants en physique. Depuis les débuts de la mécanique quantique, il a fallu plusieurs dizaines d'années aux physiciens pour construire un modèle décrivant toutes les observations de manière précise. Ce modèle, encore appelé modèle standard, est un des plus grand succès du vingtième siècle en physique. Il n'a, jusqu'à présent, jamais été mis en défaut expérimentalement. Cependant, des arguments théoriques conduisent à penser que ce modèle n'est pas la théorie ultime et qu'il serait plutôt l'approximation à basse énergie d'une théorie plus fondamentale. Parmi les candidats les plus connus nous trouvons la supersymétrie, la théorie des cordes ou encore la technicouleur. C'est le désir d'aller au-delà du modèle standard qui motive les expériences de physique des particules actuellement.

Il existe deux approches visant à mettre en évidence ce qu'il y a au-delà du modèle standard. La première consiste à rechercher directement de nouvelles particules et nouveaux couplages qui apparaissent dans les modèles théoriques plus fondamentaux. La deuxième consiste à mesurer des processus prédits par le modèle standard avec une précision meilleure que celle atteinte jusqu'à présent afin d'y déceler d'éventuels comportements anormaux. La recherche présentée dans cette thèse s'inscrit dans ce deuxième cadre. En effet, nous nous sommes intéressé à l'un des processus les plus importants du modèle standard et non encore observé : la production électrofaible du quark top. Le quark top est, avec le neutrino, le constituant élémentaire de la matière le plus mystérieux. Il est de loin le plus lourd de tous ceux connus. Sa masse est proche de l'échelle à laquelle le modèle standard est le moins bien compris : l'échelle de brisure de la symétrie électrofaible. Il est donc possible que le quark top se trouve à la frontière d'une nouvelle physique. La recherche des processus de production du top par interaction faible (encore appelé *single top*) est intéressante à plusieurs points de vue. Tout d'abord, ces processus permettront, une fois découverts, de faire des études sur le quark top qu'il n'est pas possible de réaliser avec les processus de production par interaction forte, qui ont permis de découvrir cette particule en 1995, notamment la mesure de l'élément de matrice CKM V_{tb}. Ensuite, les différents modes de production ne sont pas sensibles de la même manière à la présence de nouvelles particules ou nouveaux couplages. L'observation d'une déviation dans un mode de production et pas dans l'autre donnerait des indications fortes sur la nature des nouveaux phénomènes rentrant en jeu.

Cette recherche a été effectuée en observant des réactions entre protons et antiprotons grâce au détecteur DØ auprès du collisionneur Tevatron. Une des pièces maîtresses de ce détecteur est le calorimètre qui permet de reconstruire les jets, les électrons et l'énergie transverse manquante. Parce que cette analyse dépend de manière cruciale du calorimètre, un effort particulier a été porté sur l'amélioration de la reconstruction hors-ligne associée à ce détecteur. Nous avons plus particulièrement mis en place et étudié des traitements permettant de réduire l'impact du bruit sur la reconstruction des objets.

Nous commencerons par décrire, dans les deux premiers chapitres, le cadre théorique de cette thèse. Le premier chapitre est consacré à une introduction au modèle standard et à la description de la physique des collisions entre protons et antiprotons. Le deuxième chapitre est consacré au quark top et à

la présentation des processus *single top*. Nous verrons notamment en détail quelles sont les motivations pour une telle recherche. Le troisième chapitre présente le cadre expérimental dans lequel a été réalisée l'analyse de cette thèse. Nous décrirons l'accélérateur, le détecteur DØ et le traitement des données. Le quatrième chapitre décrit à la fois la reconstruction des objets physiques présents dans les états finals des processus *single top* et les traitements appliqués à ces objets (identification, correction en énergie, etc...). Le cinquième chapitre est consacré à la description des améliorations au niveau de la reconstruction calorimétrique, en particulier pour les jets, mis en place et étudiés dans cette thèse. Finalement, les deux derniers chapitres sont consacrés à la description de l'analyse réalisée visant à mettre en évidence les processus *single top*.

Chapitre 1

Le modèle standard de la physique des particules et la physique $p\bar{p}$

Ce chapitre définit le cadre théorique dans lequel s'inscrit cette thèse. La première partie est consacrée à une description du modèle standard de la physique des particules. La seconde partie introduit l'essentiel de la physique en collisionneur hadronique.

1.1 Le modèle standard

Le modèle standard de la physique des particules, basé sur la théorie quantique des champs et le concept d'invariance de jauge, est pour l'instant le modèle décrivant le mieux les constituants élémentaires et leurs interactions. Une description succinte de ce modèle est faite dans cette partie. Sans rentrer dans les détails de cette théorie, seuls les éléments essentiels à la description qui suivra sur le quark top sont donnés. Les constituants élémentaires sont passés en revue dans la première partie. Les deuxième et troisième parties sont consacrées à une description de la théorie électrofaible et de la théorie de l'interaction forte.

1.1.1 Les constituants élémentaires

Il existe, dans le cadre du modèle standard, deux types de constituants élémentaires : les quarks et les leptons. Ce sont des fermions de spin demi-entier. Ils subissent tous les deux les interactions électromagnétique et faible et les quarks sont en plus soumis à l'interaction forte. Il y a trois familles de quarks et de leptons. Chacune comprend un doublet de chiralité gauche et un (pour les leptons) ou deux (pour les quarks) singlets de chiralité droite :

Leptons :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L \tag{1.1}$$

$$e_R \qquad \mu_R \qquad \tau_R \tag{1.2}$$

Quarks :

$$\begin{pmatrix} U_L \\ D_L \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L \tag{1.3}$$

$$U_R = u_R \qquad c_R \qquad t_R \tag{1.4}$$

$$D_R = d_R \qquad s_R \qquad b_R \tag{1.5}$$

A chacune de ces particules est associée une antiparticule. Par souci de simplicité et sauf mention expresse, le terme particule sera employé pour désigner à la fois particules et antiparticules. Les doublets sont appelés doublets d'isospin faible, par analogie avec le doublet d'isospin nucléaire dont les composantes sont le neutron et le proton. Les particules ont tendance à se désintégrer vers des particules plus légères. Pour cette raison, les quarks u et d et l'électron, qui sont les particules les plus légères, sont stables et sont les constituants de la matière "usuelle". Les autres particules, trop lourdes ou instables, ne sont produites que pendant des périodes très courtes lors de processus très énergétiques dans l'univers ou dans les accélérateurs.

Il y a également quatre particules élémentaires, appelées bosons de jauge, permettant aux quarks et leptons d'interagir entre eux. Les bosons de jauge véhiculant les interactions faible, électromagnétique et forte sont respectivement les $W^{\pm}$ et Z, le photon et les gluons. Les gluons ont été mis en évidence avec le collisionneur e^+e^- PETRA à DESY en 1979 [1]. Les bosons $W^{\pm}$ et Z ont été découverts au collisionneur $p\bar{p}$ SPS au CERN par les collaborations UA1 et UA2 en 1983 [2]. Leurs masses mesurées sont : $M_W = 80.412 \pm 0.042$ GeV/c^2 et $M_Z = 91.1875 \pm 0.0021$ GeV/c^2 [3]. Ils apparaissent de manière très naturelle dans la théorie électrofaible (voir partie suivante).

1.1.2 Le secteur électrofaible et le modèle de Glashow, Salam et Weinberg

Steven Weinberg et Abdus Salam ont construit indépendamment en 1967 et 1968 une théorie unifiant les interactions électromagnétique et faible en utilisant les résultats obtenus auparavant par Sheldon Glashow [4]. Cette théorie a été élaborée en construisant un Lagrangien invariant par rotation dans l'espace d'isospin faible (c'est-à-dire qu'il n'y a pas de distinction entre deux fermions gauches de la même famille) et invariant lors d'une redéfinition de l'origine des phases. Les groupes de jauges correspondant à ces transformations sont traditionnellement notés $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ respectivement. Les quantités conservées associées sont appelées isospin faible et hypercharge.

La demande d'invariance locale sous $SU(2)_L$ requiert l'introduction de trois bosons de jauges notés W^1_μ, W^2_μ et W^3_μ. Celle sous $U(1)_Y$ requiert l'introduction d'un boson de jauge : B_μ. À ce niveau de la théorie, les particules n'ont pas de masse. Le mécanisme le plus admis pour générer ces masses, et donc reproduire les observations, est le mécanisme de Higgs, Brout et Englert [5]. Après l'avoir décrit, nous verrons comment il permet d'assigner des masses non seulement aux bosons de jauge mais aussi aux quarks et aux leptons. Le couplage entre bosons et fermions sera aussi décrit.

1.1.2.1 Le mécanisme de Higgs

Le mécanisme fondamental qui rentre en jeu ici est la brisure spontanée de symétrie. Ce mécanisme, appliqué à la physique des particules, est plus connu sous le nom de mécanisme de Higgs. L'idée est d'utiliser le fait qu'une théorie dont le Lagrangien respecte une certaine symétrie (en l'occurence l'invariance de jauge sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$) puisse avoir un état fondamental qui ne soit pas symétrique sous la même transformation. L'image couramment utilisée est celle de la figure 1.1. Le potentiel est représenté en ordonnée en fonction des parties réelles et imaginaires d'un champ ϕ. L'état d'énergie minimale est tel que $< \phi > \neq 0$.

Un développement autour du minimum brise l'invariance du Lagrangien, d'où le nom de brisure spontanée de symétrie. Dans le modèle standard, ϕ est un champ scalaire complexe dans la représentation spinorielle de $SU(2)$: $\phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix}$. Au champ ϕ est assigné, arbitrairement, une charge 1/2 sous $U(1)_Y$. Il se transforme sous $SU(2)_L \times U(1)_Y$ comme ceci :

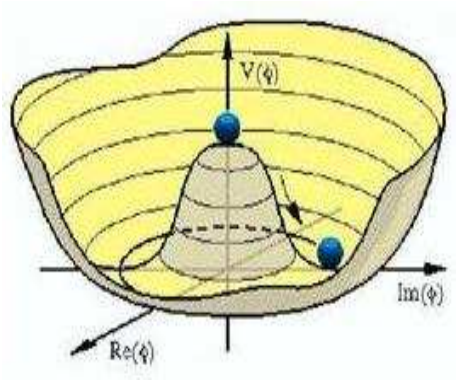


FIG. 1.1 : *Potentiel de Higgs.*

$$\phi \rightarrow e^{i\alpha^a(x)\tau^a} e^{i\beta(x)/2}\phi \tag{1.6}$$

où les τ^a ($a = 1, 2, 3$) sont les générateurs de $SU(2)$: $\tau^a = \frac{\sigma^a}{2}$ (σ^a sont les matrices de Pauli).

La valeur de ϕ dans le vide peut s'écrire sous la forme : $< \phi >= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \rho_0 \end{pmatrix}$, où ρ_0 est un paramètre de la théorie. Il est intéressant de remarquer que parmi toutes les transformations 1.6, il y en a une qui laisse $< \phi >$ invariant. C'est celle pour laquelle :

$$\alpha^1 = \alpha^2 = 0, \qquad \alpha^3 = \beta \tag{1.7}$$

Il reste donc une symétrie non brisée, dont le générateur est $Q = \tau^3 + Y$. Le groupe de symétrie correspondant est noté $U(1)_Q$. Le boson de jauge associé à ce groupe est, comme pour les bosons avant brisure, sans masse.

Le champ ϕ en dehors de l'état d'équilibre peut s'écrire :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ \rho_0 + \rho(x) \end{pmatrix} \tag{1.8}$$

En effet, il est toujours possible de trouver des $\alpha^a(x)$ et $\beta(x)$ tels que $Re(\phi_1) = Im(\phi_1) = Im(\phi_2) = 0$ (jauge unitaire). $\rho(x)$ est appelé le champ de Higgs et $< \rho(x) >= 0$. Trois degrés de liberté non physiques ont été éliminés par ce choix de jauge, ils correspondent aux bosons de Goldstone.

1.1.2.2 Masses des bosons de jauge

Les termes de masse des bosons de jauge apparaissent dans le terme cinétique du boson de Higgs. En effet, pour le champ de Higgs, la dérivée covariante s'écrit :

$$D_\mu = \partial_\mu - igW^a_\mu \tau^a - \frac{i}{2} g\prime B_\mu \tag{1.9}$$

où g et $g\prime$ sont les constantes de couplage de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$ respectivement. Il en découle :

$$(D^\mu\phi)^+(D_\mu\phi) = (\partial^\mu\phi)^+(\partial_\mu\phi) + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \rho_0 \end{pmatrix} \left(gW^a_\mu\tau^a + \frac{1}{2}g\prime B_\mu\right) \left(gW^{\mu b}\tau^b + \frac{1}{2}g\prime B^\mu\right) \begin{pmatrix} 0 \\ \rho_0 \end{pmatrix} \tag{1.10}$$

Le deuxième terme dans le membre de droite peut être simplifié en redéfinissant les champs de la manière suivante :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 \mp iW_\mu^2) \tag{1.11}$$

$$Z_\mu^0 = \frac{1}{\sqrt{g^2+g\prime^2}}(gW_\mu^3 - g\prime B_\mu) \tag{1.12}$$

$$A_\mu = \frac{1}{\sqrt{g^2+g\prime^2}}(g\prime W_\mu^3 + gB_\mu) \tag{1.13}$$

Le deuxième terme dans l'équation 1.10 s'écrit alors :

$$\frac{\rho_0^2}{2}\left[\frac{g^2}{2}W^{\mu+}W_\mu^- + \left(\frac{g}{2}W^{\mu 3} - \frac{g\prime}{2}B^\mu\right)\left(\frac{g}{2}W_\mu^3 - \frac{g\prime}{2}B_\mu\right)\right] \tag{1.14}$$

Les champs 1.11, 1.12 et 1.13 sont donc des états propres de masse avec :

$$M_{W^\pm} = g\frac{\rho_0}{2} \quad ; \qquad M_{Z^0} = \sqrt{g^2+g\prime^2}\frac{\rho_0}{2} \quad \text{et} \qquad M_A = 0 \tag{1.15}$$

Seuls les champs W_μ^+, W_μ^- et Z_μ^0 acquièrent une masse, le boson A lui reste sans masse. Ces champs sont identifiés aux bosons W, Z et au photon respectivement. Il est d'usage d'introduire l'angle de Weinberg θ_W qui vérifie $\sin\theta_W = \frac{g\prime}{\sqrt{g^2+g\prime^2}}$ et $\cos\theta_W = \frac{g}{\sqrt{g^2+g\prime^2}}$. Ainsi :

$$Z_\mu^0 = \cos\theta_W W_\mu^3 - \sin\theta_W B_\mu \quad \text{et} \quad A_\mu = \sin\theta_W W_\mu^3 + \cos\theta_W B_\mu \tag{1.16}$$

et la relation entre les masses des $W_\mu^\pm$ et Z_μ prend la forme :

$$M_W = M_Z \cos\theta_W \tag{1.17}$$

La constante de couplage de $U(1)_Q$ peut également être exprimée en fonction de celles de $SU(2)_L$ et $U(1)_Y$:

$$e = \frac{gg\prime}{\sqrt{g^2+g\prime^2}} = g\sin\theta_W = g\prime\cos\theta_W \tag{1.18}$$

1.1.2.3 Couplage des bosons de jauge avec les fermions

Le Lagrangien complet qui décrit les interactions faible et électromagnétique s'écrit :

$$\mathcal{L} = \sum_{R,L,S} i\bar{\psi}\not{D}\psi - \frac{1}{2}TrW_{\mu\nu}W^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} \tag{1.19}$$

où ψ est une notation générale pour désigner les doublets gauches et singlets droits. La somme est faite sur les états de chiralité droite et gauche ainsi que sur les spins des champs. Les dérivées covariantes sont :

$$\begin{aligned} \not{D} = \gamma^\mu D_\mu \ , \quad D_\mu^{(L,S)} &= \partial_\mu - igW_\mu^a\tau^a - ig\prime Y_L^S B_\mu \\ D_\mu^{(R,S)} &= \partial_\mu - ig\prime Y_R^S B_\mu \end{aligned} \tag{1.20}$$

L'hypercharge pour les champs droits est égale à Q. Pour les champs gauches, les valeurs suivantes doivent être attribuées afin de reproduire les charges connues ($Q = \tau^3 + Y$) :

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L \Rightarrow Y = -\frac{1}{2} \quad ; \quad \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L \Rightarrow Y = \frac{1}{6} \tag{1.21}$$

$W_{\mu\nu}$ est par définition égal à :

$$\begin{array}{l} (W_{\mu\nu})^i_j = W^a_{\mu\nu}\,(\tau^a)^i_j \quad , \qquad W^a_{\mu\nu} = \partial_\mu W^a_\mu - \partial_\nu W^a_\mu - g\varepsilon_{abc} W^b_\mu W^c_\nu \\ B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \end{array} \tag{1.22}$$

ε_{abc} est la constante de structure de $SU(2)$.

En développant le Lagrangien $\mathcal{L}$, il apparaît que le Lagrangien d'interaction entre bosons et fermions est :

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = -\frac{e}{\sqrt{2}\sin\theta_W} W^+_\mu J^\mu_{cc} - eA_\mu J^\mu_{em} - \frac{e}{\sin\theta_W \cos\theta_W} Z_\mu J^\mu_{nc} + c.c \tag{1.23}$$

avec

$$J^\mu_{em} = \sum_{R,L,S} Q^{R,L,S} \bar{\psi}\gamma_\mu\psi \tag{1.24}$$

$$J^\mu_{nc} = \sum_S \bar{\psi}_L \gamma_\mu \tau^3 \psi_L - \sin^2\theta_W J^\mu_{em} \tag{1.25}$$

$$J^\mu_{cc} = \bar{\nu}_{eL}\gamma^\mu e_L + \bar{\nu}_{\mu L}\gamma^\mu \mu_L + \bar{\nu}_{\tau L}\gamma^\mu \tau_L + \sum_i \bar{U}_{Li}\gamma^\mu D_{Li} \tag{1.26}$$

Le courant 1.24 correspond à l'interaction électromagnétique. Les courants 1.25 et 1.26 couplent les fermions aux Z (interaction par courant neutre) et W (interaction par courant chargé) respectivement.

1.1.2.4 Masses des leptons et des quarks

Les termes de masse de la forme $m\bar{\psi}_R\psi_L + c.c$ sont interdits car ils ne sont pas invariants de jauge (les composantes gauches et droites ont des nombres quantiques différents). La solution est d'introduire des couplages de Yukawa invariants de jauge. Pour l'électron, ces couplages s'écrivent :

$$\lambda_e \bar{e}_R \phi^\dagger \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L + c.c = \lambda_e \frac{\rho_0}{\sqrt{2}} \bar{e}_R e_L + c.c$$

Pour les quarks, un couplage tel que celui-ci ne donne des masses qu'aux quarks de type d. Pour en donner aux quarks de type u, il faut rajouter un terme (seul celui pour la première famille est donné ici) :

$$\lambda_u \bar{u}_R \phi^\dagger \epsilon \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L + c.c \tag{1.27}$$

où $\epsilon = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$. Dans tous les cas, les masses sont proportionnelles à la valeur dans le vide du champ de Higgs et au couplage avec le champ de Higgs.

En fait, les choses telles qu'elles ont été présentées sont un peu trompeuses. Les champs dans les équations 1.26 et 1.27 ne sont pas les mêmes. Dans la première ce sont des états propres de saveurs alors que dans la deuxième ce sont des états propres de masses. En effet, les termes de masse des quarks s'écrivent, de manière générale, en fonction des états propres de saveurs sous la forme :

$$\sum_{i,j} \lambda^D_{ij}\, \bar{D}_{Ri}\phi^\dagger \begin{pmatrix} U_L \\ D_L \end{pmatrix} + \sum_{i,j} \lambda^U_{ij}\, \bar{U}_{Ri}\phi^\dagger \epsilon \begin{pmatrix} U_L \\ D_L \end{pmatrix} \tag{1.28}$$

Les matrices λ_{ij}^D et λ_{ij}^U n'ont aucune raison d'être diagonales dans la base des états propres de saveurs. Les états propres de masses ne sont donc a priori pas les mêmes que les états propres de saveurs. En fonction des états propres de masses, le couplage entre les quarks et les bosons W (équation 1.26) s'écrit :

$$\sum_{i,j} \bar{U}_{Li}\gamma^\mu (V_{\mathrm{CKM}})^{ij} D_{Lj} \tag{1.29}$$

La matrice V_{CKM} est communément appelée matrice CKM, pour Cabbibo, Kobayashi et Maskawa [6]. Elle contient l'intensité des couplages entre les différentes générations de quarks.

1.1.3 L'interaction forte

L'interaction forte est décrite par la chromodynamique quantique (ou QCD). Le groupe de jauge correspondant est $SU(3)_C$ et désigne une transformation sous $SU(3)$ dans l'espace des couleurs. Tous les quarks existent sous trois états de couleur, symboliquement nommés rouge, bleu et vert. À la différence de l'interaction faible, cette symétrie n'est pas brisée. Les 8 bosons de jauge, les gluons, sont donc sans masse. Une des propriétés remarquables de QCD est le comportement de sa constante de couplage α_s. Les équations du groupe de renormalisation conduisent à l'expression suivante [7] :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) ln \frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2}} \tag{1.30}$$

où Q est l'échelle de renormalisation, n_f le nombre de quarks de masse inférieure à Q et Λ_{QCD} une constante ayant la dimension d'une masse qui marque à peu près la séparation entre les régimes à grande et faible constante de couplage. Cette expression montre que α_s décroît lorsque l'énergie augmente (la distance diminue). C'est la fameuse propriété de liberté asymptotique de l'interaction forte. Une autre propriété très importante de l'interaction forte, mais qui contrairement à la précédente n'est pas démontrée, est le confinement des objets colorés c'est-à-dire qu'il n'est pas possible d'observer un quark ou un gluon à l'état libre (voir section 1.2.4).

1.1.4 Les limites du modèle standard

Malgré l'excellent accord entre les prédictions du modèle standard et les résultats expérimentaux obtenus jusqu'à présent [8], un certain nombre d'arguments théoriques semblent indiquer que le modèle standard n'est pas la théorie ultime décrivant la physique de l'infiniment petit :

1. Il y a un grand nombre de paramètres libres :
   - les valeurs des constantes de couplage électromagnétique, faible et forte,
   - les masses des six quarks et des trois leptons massifs,
   - les 4 paramètres de la matrice CKM,
   - les masses des bosons $W^\pm$ et Z,
   - la masse du boson de Higgs
2. L'unification des forces : les interactions électrofaible et forte ne sont pas unifiées. De plus, le modèle standard ne décrit pas l'interaction gravitationnelle. Une théorie ultime devrait permettre de réunir les quatre forces en une seule.
3. Le nombre de familles de fermions : le nombre de familles ainsi que la similitude entre la classification des quarks et des leptons n'est pas comprise.
4. Le problème de naturalité : les corrections radiatives au propagateur du boson de Higgs introduisent des divergences quadratiques que l'on peut soustraire au prix d'un ajustement très fin (à plusieurs décimales près) de la masse nue du boson de Higgs. Cet ajustement n'est pas naturel.

Des mesures cosmologiques tendent également à penser que le modèle standard de la physique des particules n'est pas suffisant. En effet, seuls 5% de la densité de l'univers serait de la matière connue (quarks et leptons), les 95% qui restent constituent ce qu'on appelle l'énergie noire et la matière noire. L'énergie noire contribue pour environ 70% et la matière noire pour environ 25%. Les observations semblent indiquer que la matière noire est faite de particules autres que celles présentes dans le modèle standard.

Pour pallier ces défaillances, des modèles plus fondamentaux ont été proposés, mais leur comportement à basse énergie doit être décrit par le modèle standard. Il y a, à l'heure actuelle, plusieurs candidats comme la supersymétrie, les supercordes ou la technicouleur. De nouvelles particules ainsi que des nouveaux couplages apparaissent naturellement dans ces modèles. Deux axes de recherche sont donc à distinguer. Le premier consiste en la recherche directe des nouvelles particules ou des nouveaux couplages. Le deuxième consiste en la mesure précise de processus prédits par le modèle standard afin d'y déceler d'éventuelles anomalies. La recherche présentée dans cette thèse s'inscrit dans cette deuxième démarche : le modèle standard prédit l'existence du vertex Wtb (voir équation 1.26) et donc l'existence de modes de productions du quark top par interaction faible. Ces derniers ont été recherchés dans cette thèse et seront décrits dans le chapitre 2.

La production du quark top par interaction faible est possible auprès des collisionneurs hadroniques comme le Tevatron et le LHC. Avant de passer à la description du quark top, qui constitue l'objet du chapitre suivant, l'essentiel de la physique des collisions entre protons et antiprotons est introduit.

1.2 La physique des collisions $p\bar{p}$

La physique des collisions $p\bar{p}$ est comprise dans le cadre de modèles phénoménologiques basés sur QCD. Le point de départ de ces modèles est l'observation [9] de l'invariance d'échelle [10] (c'est-à-dire de l'indépendance vis-à-vis de l'échelle spatiale, proportionnelle à $1/Q$) des fonctions de structures. Ceci suggéra, pour la première fois, l'existence d'objets ponctuels à l'intérieur du proton [11]. Feynman nomma ces constituants partons, identifiés par la suite aux champs de couleur de QCD, les quarks et les gluons[1].

1.2.1 Sections efficaces

L'observation de l'invariance d'échelle des fonctions de structures a conduit Björken au modèle initial des partons. Ce modèle permet de traiter les collisions entre hadrons non pas comme des diffusions inélastiques compliquées entre des objets composites, mais comme une collision élastique entre deux partons. Les sections efficaces des processus $parton\ 1 + parton\ 2 \to X$ sont calculables grâce à la théorie des perturbations (avec les règles de Feynman). La section efficace au niveau hadronique (mesurable expérimentalement), c'est-à-dire $p + \bar{p} \to X$, peut alors être calculée grâce au théorème de factorisation :

$$\sigma(p\bar{p} \to X) = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b f_a^p(x_a, \mu_F) f_b^{\bar{p}}(x_b, \mu_F) \hat{\sigma}(ab \to X; s, \mu_R, \mu_F, \text{masses}) \tag{1.31}$$

où $\hat{\sigma}$ est la section efficace au niveau partonique, x_a (x_b) est la variable de Björken, qui, dans le repère de moment infini du proton, peut être identifiée à la fraction d'impulsion totale du proton portée par le

[1] Notons que la première preuve indirecte de l'existence des quarks remonte à 1933 avec une mesure du moment magnétique du proton [12]. Ce résultat expérimental n'a cependant pu être interprété en terme de sous constituants du proton que bien après que QCD ait été établie.

parton a (b), $f_a^p(x)$ ($f_b^{\bar{p}}(x)$) est la densité du parton a (b) (encore appelée PDF) à l'intérieur du proton (de l'antiproton), s est l'énergie dans le centre de masse, μ_R est l'échelle de renormalisation et μ_F est l'échelle de factorisation.

Le théorème de factorisation garantit que les divergences infrarouges et colinéaires associées au rayonnement de partons dans l'état initial peuvent être absorbées dans des densités de partons universelles, c'est-à-dire indépendantes du processus considéré. Les paramétrisations des densités de partons basées sur les mesures dans les expériences de diffusion inélastique profonde peuvent ainsi être utilisées pour prédire les sections efficaces dans les collisionneurs hadroniques.

1.2.2 Les densités de partons (PDF)

Comme il a été dit en introduisant le théorème de factorisation, les partons interagissent entre eux (voir figure 1.2). Un quark peut ainsi rayonner un gluon qui lui-même peut créer une paire quark-antiquark et ainsi de suite. Ceci a conduit les physiciens à se représenter le proton comme une particule faite de trois quarks (u, u et d) dits de valence et d'un nuage de partons entourant ces quarks. Les partons du nuage sont dits de la mer. Ces interactions engendrent une dépendance des densités de partons en fonction de l'échelle spatiale, qui, trop faible pour être vue par les premières expériences de diffusion élastique, a été vue pour la première fois en 1974 [13]. Plus précisément, c'est l'observation de la variation de la fonction de structure F_2 du proton en fonction de Q^2 (voir figure 1.3) qui est la preuve directe de cette dépendance.

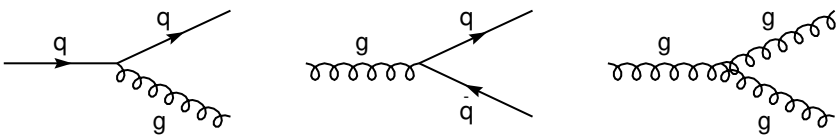


FIG. 1.2 : *Interactions entre quarks et gluons.*

La dépendance des PDF en fonction de l'échelle spatiale peut être comprise intuitivement, dans le régime perturbatif, de la manière suivante. Plus l'échelle spatiale à laquelle est sondée le proton est petite (i.e. plus l'énergie est grande), plus les processus de radiation "emportent" une partie de l'impulsion de l'objet interagissant. Dans le cas limite où Q tend vers l'infini, la sonde interagit avec un objet ponctuel. Dans le cas où Q est fini, la sonde interagit avec un objet ponctuel entouré des particules du nuage suffisamment proche de l'objet ponctuel pour ne pas être dissociable de ce dernier à l'échelle considérée. Les PDF ne sont pas calculables actuellement. En revanche, leur dépendance en fonction de Q peut être décrite par les équations d'évolution DGLAP [14] :

$$\frac{d\, f_a(x, Q^2)}{d \ln Q^2} = \sum_b \int_x^1 \frac{d\, z}{z} P_{ab}(\alpha_s(Q^2), z) f_a(x/z, Q^2) \tag{1.32}$$

Les fonctions $P_{ab}(\alpha_s(Q^2), z)$ sont les fonctions de *splitting* d'Altarelli-Parisi. La connaissance par la mesure expérimentale de $f_a(x, Q^2)$ à une certaine échelle permet donc de déterminer la densité de partons à une autre échelle. La dépendance en fonction de x est décrite, moyennant certaines approximations, par les équations BFKL [15].

Les sections efficaces des processus de radiation et de création de paire (voir figure 1.2) divergent lorsque les émissions sont colinéaires ou infrarouges. Elles sont multipliées par un facteur $\alpha_s\, ln\, \left(Q^2/\mu^2\right)$, où μ^2 est une échelle de régularisation. Les diagrammes d'ordre supérieur contribuent par conséquent

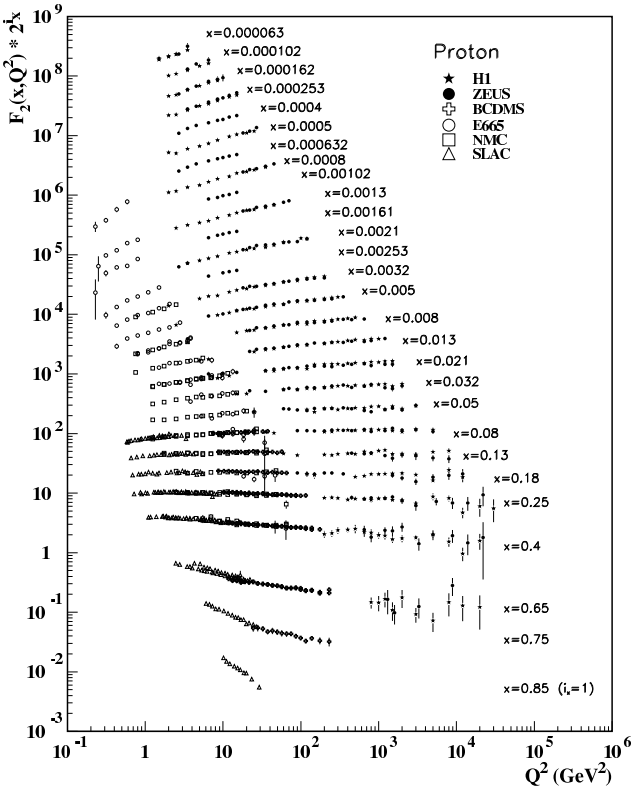


FIG. 1.3 : *Fonction de structure du proton F_2 mesurée dans des expériences de diffusion profondément inélastique de positons sur des protons (ZEUS et H1) et dans des expériences de diffusion d'électrons (SLAC) ou de muons (BCDMS, E665, NMC) sur des cibles fixes. Pour des raisons de clarté, la fonction F_2 en ordonnée est multipliée par 2^{i_x}, où i_x est le numéro de l'intervalle en x ($i_x = 1$ pour $x = 0.85$ et $i_x = 28$ pour $x = 0.000063$).*

de manière non négligeable et doivent être pris en compte. Lors de la détermination des PDF, la sommation des processus est faite dans l'approximation dite des logarithmes dominants, c'est-à-dire où seuls les processus colinéaires sont pris en compte. L'échelle à laquelle la transition entre non-colinéaire et colinéaire se fait est appelée échelle de factorisation μ_F. μ_F est arbitraire et en général une incertitude assez grande lui est associée.

Des paramétrisations des densités de partons sont obtenues en faisant des ajustements sur les données recueillies par plusieurs expériences. Les trois principales paramétrisations disponibles sont celles déterminées par les groupes de travail CTEQ (Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD) [16], MRS (Martin, Robert et Stirling) [17] et GRV (Glück, Reya et Vogt) [18]. La différence entre les paramétrisations des trois groupes provient de différences dans les données prises en compte dans l'ajustement et dans le choix de formes fonctionnelles différentes pour les paramétrisations. L'analyse effectuée dans cette thèse utilise les densités CTEQ. Un exemple typique de paramétrisation est montré sur la figure 1.4. Les densités tendent vers 0 lorsque x est grand. A petit x, les densités des quarks de valence tendent vers 0 alors que les densités des quarks de la mer et la densité de gluon deviennent très grande.

1.2.3 Les corrections radiatives QCD

Pour tout processus $p\bar{p}$ (par exemple la production de W), les sections efficaces mesurées expérimentalement et celles calculées en incluant les diagrammes de Feynman à l'ordre le plus bas (LO) diffèrent

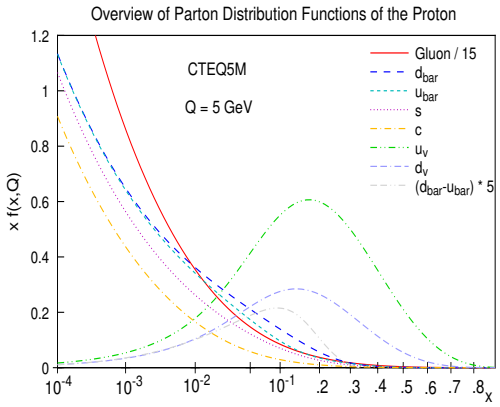


FIG. 1.4 : *Les densités de partons CTEQ5M dans le proton à $Q = 5$ GeV.*

typiquement de quelques dizaines de pourcent environ. Ceci est dû au fait que les diagrammes d'ordre supérieur contribuent de manière non négligeable. Il faut distinguer deux types de correction : les corrections virtuelles sous forme de boucle et les corrections sous forme de radiation dans les états initial et final. Les premières doivent être prises en compte au niveau des éléments de matrice dans les calculs. Les deuxièmes peuvent également être prises en compte dans les éléments de matrice. Cependant, des techniques alternatives et approchées permettent de prendre en compte ces contributions. Elles présentent l'avantage d'être moins lourdes que les calculs théoriques et sont pour cette raison très couramment utilisées. Il s'agit du *parton shower* tel qu'il est implémenté dans le programme `Pythia` par exemple.

Le principe du *parton shower* est de rajouter, sur un processus généré au LO ou à des ordres supérieurs, des radiations dans les états initial et final en utilisant les fonctions de *splitting* d'Altarelli-Parisi. Notons que cette procédure peut conduire à un problème de double comptage dans le cas où, par exemple, des événements générés au LO et au NLO sont additionnés. En effet, l'application du programme de *parton shower* sur les événements LO rajoute des radiations dans l'état final qui peuvent recouvrir une partie de l'espace des phases déjà couvert par les événements générés au NLO. Il existe quelques procédures permettant de s'affranchir, au moins en partie, de tels problèmes.

1.2.4 La fragmentation

Les quarks portent une charge électrique fractionnaire. Expérimentalement, aucune particule de charge fractionnaire n'a pu être mise en évidence. Cette observation ainsi que l'observation de "jets" collimés de particules de grande énergie par les collaborations UA2 (collisions $p\bar{p}$) et PETRA (collision e^+e^-) a conduit à postuler l'existence de la propriété de confinement de l'interaction forte, à savoir que seules les particules neutres de couleur peuvent exister à l'état libre. Le passage des partons de QCD aux hadrons stables (pour l'interaction forte) est appelé fragmentation ou hadronisation et est représenté de manière très schématique sur la figure 1.5.

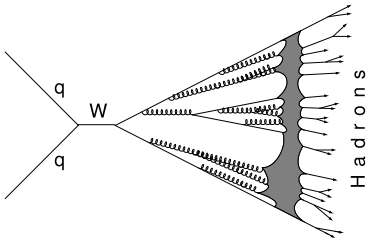


FIG. 1.5 : *Schématisation de la production de partons dans le régime perturbatif et de leur hadronisation.*

La fragmentation n'est pas calculable dans QCD perturbative. Il faut donc avoir recours à des modèles phénoménologiques. Un des premiers modèles à avoir été utilisé est le modèle de la fragmentation indépendante. Dans ce modèle, chaque parton se fragmente indépendamment des autres, la fragmentation étant décrite comme la création de hadrons qui emportent peu à peu l'impulsion du parton initial. Ce modèle, utilisé entre autre par la collaboration UA2, permettait de reproduire les observations avec une bonne précision. Cependant, il n'est pas correct dans le sens où les corrélations de couleurs entre les différents partons ne sont pas prises en compte. Un modèle plus raffiné qui prend en compte ces corrélations est le modèle des "cordes de Lund", qui est implémenté dans `Pythia` [19] et est celui utilisé dans DØ (le générateur `Herwig` [20] possède un modèle de fragmentation différent qui est également utilisé pour estimer des incertitudes systématiques). Il décrit la fragmentation comme résultant de la brisure d'une corde de couleur liant un quark et un antiquark. Imaginons par exemple deux quarks s'éloignant l'un de l'autre. Entre les deux se crée un "tube" de couleur. Plus la distance augmente, plus la densité d'énergie dans le tube augmente. Les quarks s'éloignent jusqu'à ce qu'il soit énergétiquement plus favorable de créer une paire quark-antiquark à partir du vide que d'augmenter la distance. Les quarks ainsi créés se lient aux quarks originels pour former des hadrons. Il a été montré que le modèle des cordes de Lund reproduit très bien les observations faites au LEP [21].

1.2.5 L'événement sous-jacent

Une des particularités des collisions $p\bar{p}$ par rapport aux collisions e^+e^- est la présence de partons "spectateurs" dans l'état initial qui ne participent pas directement à l'interaction dure. Ils sont en général peu déviés et déposent de l'énergie dans le détecteur sous forme de jets proches de l'axe des faisceaux. Ils constituent ce qu'on appelle l'événement sous-jacent. L'événement sous-jacent n'est en fait conceptuellement pas séparable de l'événement dur. Il y a des corrélations de couleurs entre les constituants colorés qui font que les partons spectateurs sont "reliés" aux partons de l'interaction dure. La distinction entre événement sous-jacent et interaction dure est pour cette raison seulement une manière de décrire ce qui n'est pas calculable par la théorie actuellement. Les événements de biais minimum (voir section 3.2.6.1) peuvent fournir une modélisation correcte de l'événement sous-jacent.

1.3 Conclusion

Le modèle reproduisant toutes les données expérimentales de haute énergie avec la plus grande précision est le modèle standard de la physique des particules. Nous nous proposons de rechercher dans cette thèse un des plus important processus prédit par le modèle standard et non encore observé : la production du quark top par interaction faible dans des collisions $p\bar{p}$. La physique du quark top et la description des processus recherchés font l'objet du chapitre suivant. La production du quark top n'est possible, à l'heure actuelle, qu'auprès de l'accélérateur proton-antiproton Tevatron du Fermilab. Le fait que les particules rentrant en collision soient des hadrons rend la compréhension des processus observés plus complexe que si les particules étaient élémentaires. L'essentiel de la physique des collisions entre hadrons a été

introduit dans ce chapitre, ce qui permettra dans la suite de comprendre, tant du point de vue théorique (chapitre 2) que du point de vue expérimental (tous les chapitres suivants), un certain nombre de résultats et observations.

Chapitre 2

Le quark top

L'existence de sous-constituants des hadrons, les partons, a été proposée pour la première fois en 1964 par M. Gell-Mann et G. Zweig [22]. Ils ont constaté que les nombreuses résonances observées auprès des accélérateurs de l'époque peuplaient les représentations de $SU(3)$. Ils ont par la suite montré que ces représentations pouvaient être générées par seulement deux combinaisons de la représentation fondamentale. Ils appelèrent quarks les particules peuplant la représentation fondamentale. Les quarks étaient alors au nombre de trois : u, d et s.

L'observation "directe" des quarks a eu lieu à SLAC en 1969 lors d'une expérience de diffusion profondément inélastique [9]. La sous-structure du proton a été révélée en le sondant avec des électrons de 21 GeV. Plus tard, en 1974, deux collaborations menées par les physiciens américains Ting et Richter découvrirent dans des collisions de protons un autre quark, le quark c, présent dans une nouvelle particule, le J/ψ [23]. Il est intéressant ici de noter que ce quark avait été prédit théoriquement par Glashow, Iliopoulos et Maiani en 1970 [24] avant d'être effectivement découvert. Un cinquième quark, nommé b, a été mis en évidence en 1977 [25]. Le dernier quark à avoir été découvert est le quark top. Ce chapitre lui est consacré.

Nous commencerons par décrire l'état des connaissances sur le quark top avant sa découverte en 1995. Nous décrirons ensuite les modes de production par interaction forte. Finalement, nous décrirons les modes de production du quark top par interaction faible, dont la recherche expérimentale constitue le sujet de cette thèse.

2.1 Manifestations indirectes de l'existence du quark top

L'existence du quark top était pressentie bien avant son observation. Un certain nombre de manifestations indirectes du top sont décrites dans cette partie.

2.1.1 Annulation des anomalies

Le modèle standard prédit l'existence de diagrammes, comme celui représenté sur la figure 2.1, qui présentent des divergences ne pouvant pas être éliminées par la procédure de renormalisation habituelle [27, 28]. La façon la plus simple d'annuler ces divergences est de considérer que chaque fermion gauche a un partenaire d'isospin faible [26, 29, 30]. En effet, chaque saveur de lepton dans la boucle interne apporte une contribution différente et la somme des contributions des leptons d'une même famille s'annule. La découverte du quark b en 1977 laissait donc supposer l'existence d'un sixième quark : le top, partenaire du quark b.

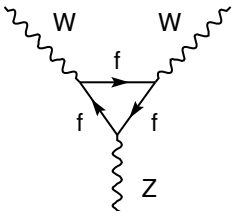


FIG. 2.1 : *Diagramme présentant une anomalie. La boucle interne est une boucle de fermions.*

2.1.2 Le mélange $B^0 - \bar{B}^0$

L'oscillation des mésons B^0 et $\bar{B}^0$ par des diagrammes en boîte tels que ceux de la figure 2.2 implique des lignes internes de quarks. Le niveau observé de mélange nécessitait l'introduction d'une nouvelle particule de masse supérieure à 45 GeV/c^2 [31]. Un candidat possible était un 6eme quark lourd : le quark top.

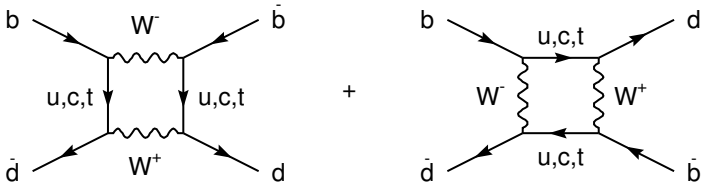


FIG. 2.2 : *Mélange des B^0 et $\bar{B}^0$.*

2.1.3 Asymétrie avant-arrière dans les réactions $e^+e^- \to b\bar{b}$

Comme il a été dit en 1.1.2, les particules sensibles à l'interaction faible ont un nombre quantique nommé isospin faible. La troisième composante de l'isospin faible, τ^3, est entière s'il y a un nombre impair de particules dans le multiplet, ou demi-entière s'il y en a un nombre pair. L'équation 1.25 montre que l'intensité de l'interaction par courant neutre dépend, entre autre, de τ^3. Ce nombre peut donc être contraint expérimentalement. Ceci a été fait pour le quark b dans des réactions $e^+e^- \to (\gamma, Z^0) \to b\bar{b}$, où l'état intermédiaire peut être soit un photon soit un Z^0. L'interférence de ces deux contributions donne une asymétrie dans la distribution angulaire des b, dont l'importance dépend de l'isospin faible des b de chiralité gauche (τ^3_{bL}) et droite (τ^3_{bR}). Les mesures expérimentales donnent [32] : $\tau^3_{bL} = -0.504^{+0.018}_{-0.011}$ et $\tau^3_{bR} = -0.008^{+0.056}_{-0.056}$, indiquant que b_L doit appartenir à un doublet de $SU(2)$ et b_R à un singlet.

2.1.4 Désintégration du quark b

Si le quark b était un singlet de $SU(2)$, il ne pourrait pas se désintégrer par courant chargé. Le fait qu'il se désintègre nécessite alors l'introduction de courants neutres avec changement de saveur (FCNC, pour *Flavor Changing Neutral Currents*). Les limites expérimentales sur ce type de désintégration [33] sont de plusieurs ordres de grandeur en dessous des prédictions, ce qui laisse penser que le quark b appartient à un doublet.

2.1.5 Mesure indirecte de la masse du quark top

Le quark top intervient dans les corrections radiatives d'un grand nombre de processus. Il peut, par exemple, y avoir des boucles comme celle représentée sur la figure 2.3 dans le propagateur du boson W, dont la masse dépend alors de la masse du top M_{top}.

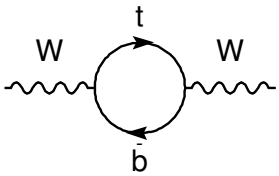


FIG. 2.3 : *Correction au propagateur du W incluant une boucle de quarks $t\bar{b}$.*

A l'ordre le plus bas, la masse du W est donnée par

$$M_W^2 = \frac{e^2}{4\sqrt{2}G_F \sin^2\theta_W} \tag{2.1}$$

où G_F est la constante de couplage de Fermi et vaut $1.16638 \cdot 10^{-5}$ GeV^{-2}. En prenant en compte les corrections radiatives, l'expression se généralise de manière simple :

$$M_W^2 = \frac{e^2}{4\sqrt{2}G_F \sin^2\theta_W\,(1-\Delta r)} \tag{2.2}$$

La contribution du quark top à l'ordre d'une seule boucle est :

$$\Delta r_{top} = -\frac{3G_F M_{top}^2}{8\sqrt{2}\pi^2 \tan^2\theta_W} \tag{2.3}$$

Elle dépend quadratiquement de M_{top}. Celle du boson de Higgs est :

$$\Delta r_{Higgs} = -\frac{11G_F M_Z^2 \cos^2\theta_W}{24\sqrt{2}\pi^2} log\frac{M_{Higgs}^2}{M_Z^2} \tag{2.4}$$

La relation 2.2 relie les masses du W, du top et du boson de Higgs. Elle a permis de mettre une limite sur la masse du quark top avant de l'avoir découvert en utilisant les données du LEP et d'autres expériences (CDF, UA2, CDHS, CHARM, CCFR) en 1994 [34] :

$$M_{top} = 178 \pm 11^{+18}_{-19}\ \text{GeV}/c^2 \tag{2.5}$$

La valeur centrale et la première incertitude ont été déterminées pour $M_{Higgs} = 300$ GeV/c^2. Les deux dernières incertitudes ont été obtenues en faisant varier M_{Higgs} entre la valeur limite mesurée expérimentalement de 60 GeV/c^2 et la valeur limite supérieure déduite théoriquement de 1000 GeV/c^2 [1].

2.2 La découverte du quark top

Le quark top a été observé, pour la première fois, en 1995 par les collaborations CDF [40] et DØ [41] dans des modes de production par paire top-antitop. Cette section est consacrée à la description de ces modes de production ainsi que des principales propriétés mesurées du top.

[1] La dernière mesure indirecte de la masse du top obtenue avec les données du LEP et SLC a donné : $M_{top} = 179^{+11}_{-9}$ GeV/c^2 [35], valeur qui est en accord spectaculaire avec la mesure faite au Tevatron (voir section 2.2.3).

2.2.1 Les modes de production par interaction forte

Dans les collisionneurs hadroniques, le quark top est principalement produit par interaction forte. L'interaction forte conservant la saveur, le quark top ne peut être produit qu'accompagné de son antiparticule. Pour cette raison, ces processus sont aussi appelés processus de production de paire $t\bar{t}$ (voir figure 2.4).

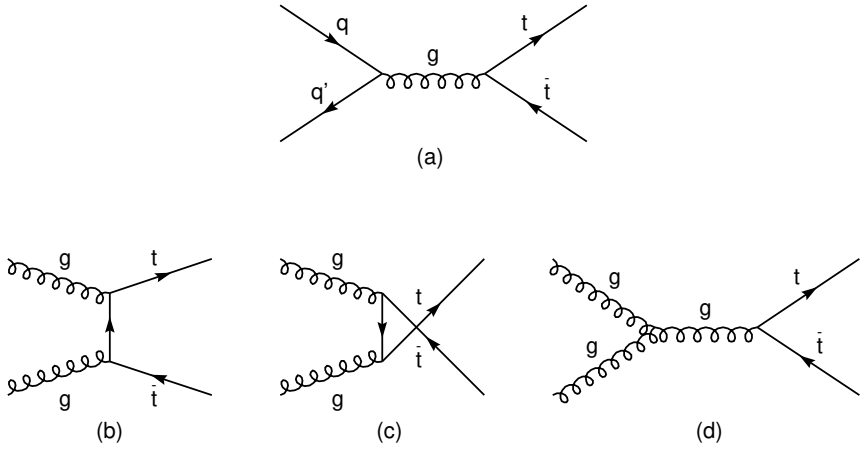


FIG. 2.4 : *Modes de production de paires de top par fusion de quarks (a) et de gluons (c,d,e).*

Au Tevatron, le processus par fusion de quarks (figure 2.4-a) contribue pour environ 90% à la section efficace totale contre 10% pour le processus par fusion de gluons (figures 2.4-b,c,d). Au LHC, du fait de l'absence d'antiquarks de valence et de la prépondérance des gluons dans le proton à petit x, la situation est inversée. La fusion de quarks contribue pour seulement 10% contre 90% pour la fusion de gluons.

La section efficace de production par paire, calculée au NNLO à $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, vaut [36] :

$$\sigma(t\bar{t}) = 6.7^{\pm 0.42} \text{ pb} \tag{2.6}$$

2.2.2 Désintégration du top

Dans le cadre du modèle standard, le quark top se désintègre presque tout le temps ($Br > 99$ %) en Wb. En effet, la contrainte d'unitarité avec trois générations de quarks de la matrice CKM entraine que V_{tb} est très proche de 1. La largeur de désintégration différentielle s'écrit :

$$d\Gamma = \frac{1}{2M_{top}}(2\pi)^4\delta^{(4)}(t - W - b)\frac{d^3p_W}{(2\pi)^3 2E_W}\frac{d^3p_b}{(2\pi)^3 2E_b}\frac{1}{2}\sum_{\text{spins}}|M|^2 \tag{2.7}$$

En négligeant les termes d'ordre M_b^2/M_{top}^2 et $(\alpha_s/\pi)M_W^2/M_{top}^2$, la largeur totale s'écrit [37] :

$$\Gamma_t = \frac{G_F M_{top}^3}{8\pi\sqrt{2}}\left(1 - \frac{M_W^2}{M_{top}^2}\right)^2\left(1 + 2\frac{M_W^2}{M_{top}^2}\right)\left[1 - \frac{2\alpha_s}{3\pi}\left(\frac{2\pi^2}{3} - \frac{5}{2}\right)\right] \tag{2.8}$$

En prenant $\alpha_s(M_Z) = 0.118$, il vient $\Gamma_t = 1.48$ GeV. En prenant en compte les corrections QCD et électrofaibles, $\Gamma_t = 1.42$ GeV [38]. Le temps de vie du top est donc de $\tau \approx 4.6\ 10^{-25}$s. Ce temps est nettement plus court que le temps typique d'hadronisation qui est de l'ordre de $\tau_{QCD} \approx 1/\Lambda_{QCD} \approx$

3×10^{-24} s [39]. Le top se désintègre donc avant de s'hadroniser. L'information sur sa polarisation est par conséquent transmise à ses produits de désintégration. Nous verrons dans la partie 2.4.2 comment ceci est exploitable à l'aide des processus de production par interaction faible pour mettre en évidence la polarisation du top.

2.2.3 Mesure de la masse du top et impact sur la masse du boson de Higgs

La mesure la plus précise de la masse du top à l'heure actuelle a été publiée récemment par DØ sur les données du Run I [42]. En combinant cette mesure avec celle de CDF, la valeur suivante est obtenue : $M_{top} = 178.0 \pm 4.3$ GeV/c^2.

Il est intéressant d'en déduire des contraintes sur la masse du boson de Higgs. En effet, l'équation 2.2 peut être inversée pour estimer la masse du boson de Higgs connaissant la masse du W et la masse du top. Ceci conduit aux deux diagrammes de la figure 2.5 [43]. La valeur la plus probable de la masse du Higgs est 117 GeV/c^2 et la limite supérieure est $M_{Higgs} < 251$ GeV/c^2 à 95% de niveau de confiance [42]. Les mesures directes ont exclu un boson de Higgs ayant une masse inférieure à 114.4 GeV/c^2 à 95% de niveau de confiance [44].

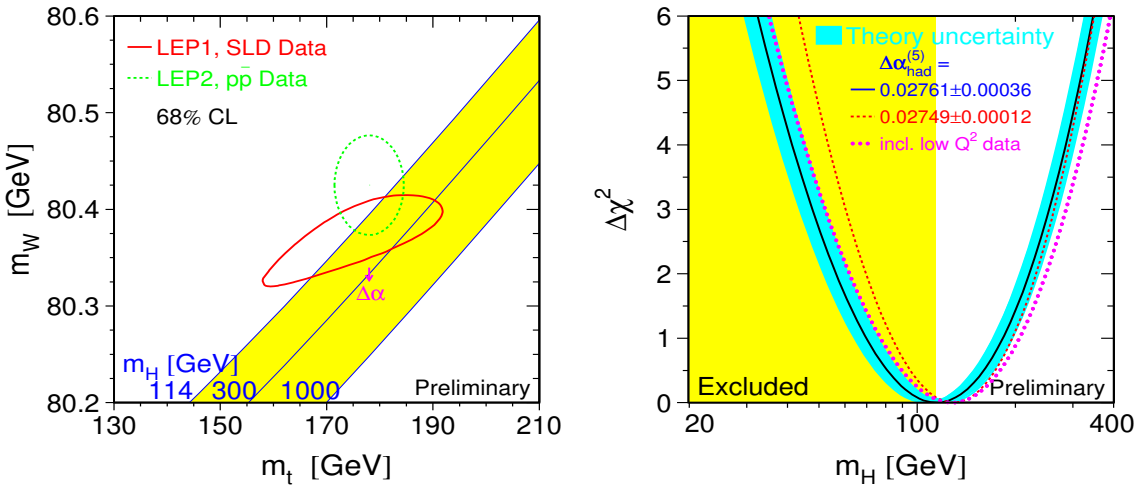


FIG. 2.5 : *Contraintes sur la masse du boson de Higgs. Sur la figure de gauche, les lignes obliques bleues représentent les lignes de masse constante du boson de Higgs dans le plan M_W, M_{top}. L'ellipse verte en trait pointillé représente les mesures directes, celle en trait plein les mesures indirectes. Sur la figure de droite, la masse privilégiée pour le boson de Higgs obtenue par l'ajustement global sur l'ensemble des données recueillies auprès de LEP, SLD, CDF, DØ et NuTeV est représentée et vaut 117 GeV/c^2.*

2.3 La production du quark top par interaction faible

Si le top n'est pas produit par interaction forte mais par interaction faible, il est alors produit sans son antiparticule (l'interaction faible ne conserve pas la saveur). Pour ce mode de production, on parle de *single top*. Cette partie est consacrée à une description phénoménologique du *single top* dont la recherche expérimentale sera décrite dans les chapitres 6 et 7.

2.3.1 Modes de production

Il y a trois processus principaux de production de *single top* dans les collisionneurs hadroniques. Chacun peut-être caractérisé par la virtualité du boson W (de quadri-impulsions q_W) qui rentre en jeu.

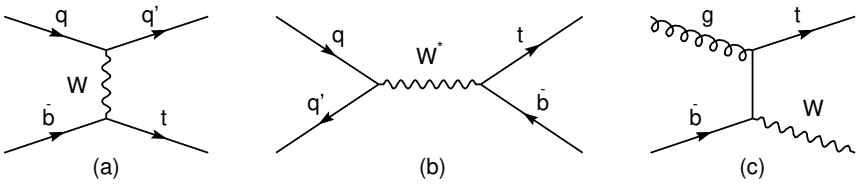


FIG. 2.6 : *Diagrammes de Feynman représentant la production de single top en voie t (a), s (b) et en production associée avec un W (c).*

La voie t : $p\bar{p} \to tqb + X$

Ce processus est représenté sur la figure 2.6-a. Il est celui qui a la plus grande section efficace. Le W est ici du genre espace : $q_W^2 < 0$. Le deuxième b venant du gluon ($g \to b\bar{b}$) n'est pas représenté sur la figure. Nous verrons dans la suite qu'il n'est à prendre en compte dans les calculs que lorsque la création de la paire $b\bar{b}$ est non colinéaire, ce qui constitue une correction au deuxième ordre par rapport au diagramme 2.6-a.

La voie s : $p\bar{p} \to t\bar{b} + X$

La production de *single top* en voie s est représentée sur la figure 2.6-b. C'est le deuxième mode le plus important au Tevatron. Le W est du genre temps : $q_W^2 > 0$. Au LHC ce mode de production sera, en proportion, beaucoup plus faible, le Tevatron constitue donc un endroit privilégié pour son étude.

La production associée Wt

Ce processus est représenté sur la figure 2.6-c. Le top est produit en association avec un W réel : $q_W^2 = M_W^2$. La section efficace de ce processus est très faible au Tevatron à cause des masses élevées des W et t produits dans l'état final. Il ne sera par conséquent plus considéré dans la suite.

2.3.2 Sections efficaces à l'ordre dominant (LO)

La section efficace différentielle partonique à deux corps dans l'état final d'impulsions p_1 et p_2 s'écrit, au niveau des arbres, comme ceci :

$$d\hat{\sigma}_p^{(0)} = \frac{1}{2s}\frac{1}{4}\sum_{\text{spins}} |\mathcal{M}_{p,Born}|^2 \frac{1}{(2\pi)^2}\frac{d^3p_1}{2E_1}\frac{d^3p_2}{2E_2}\delta^{(4)}(s - p_1 - p_2) \tag{2.9}$$

où $\mathcal{M}_{p,Born}$ est l'élément de matrice au niveau des arbres et s est l'énergie de la réaction dans le centre de masse des deux particules incidentes. L'expression 2.9 contient une moyenne sur les spins possibles des particules entrantes et une somme sur les spins possibles des particules sortantes puisque le Tevatron délivre un faisceau non polarisé et que le détecteur DØ est insensible à la polarisation des particules. p désigne le mode de production ($p = s$ ou t). Pour le processus $2 \to 2$ en voie t à l'ordre des arbres (figure 2.6-a), l'élément de matrice vaut [45] :

$$\frac{1}{4}\sum_{\text{spins}} |\mathcal{M}_{p,Born}|^2 = \frac{1}{4}g^4|V_{ud}|^2|V_{tb}|^2 s(s-M_t^2)\left|\frac{1}{t-M_W^2}\right|^2 \tag{2.10}$$

où $s = (p_u + p_b)^2$ et $t = (p_u - p_d)^2$.

Nous n'avons considéré ici que le cas où le W virtuel se couple aux quarks u et d, c'est-à-dire $\{q, q'\} = \{u, d\}$ sur la figure 2.6. Cette expression se généralise directement si on inclut les autres générations de quarks[2]. Pour la voie s, il suffit d'échanger s et t, avec cette fois $s = (p_u + p_{\bar{d}})^2$ et $t = (p_u - p_{\bar{b}})^2$.

Qualitativement, la formule LO qui vient d'être donnée nous permet déjà d'avoir une idée de la différence entre la voie s et la voie t. En voie s, l'énergie disponible dans le centre de masse est de l'ordre de M_{top}^2, le propagateur du W est donc de l'ordre de $1/(M_{top}^2 - M_W^2) \approx 1/M_{top}^2$. La section efficace est supprimée par un facteur $\approx 1/M_{top}^4$. En voie t, la section efficace est dominée par les topologies où $t \to 0$ (nous rappelons que t est négatif), c'est-à-dire où l'angle de diffusion du quark léger dans l'état final tend vers 0. Le propagateur du W est donc de l'ordre de $1/M_W^2$ et la section efficace est supprimée par un facteur $\approx 1/M_W^4$. En suivant ce raisonnement, on obtient une section efficace au niveau partonique en voie t d'environ un ordre de grandeur au-dessus de la section efficace en voie s. En fait, lorsque nous passons au niveau hadronique en tenant compte des densités de partons dans l'état initial, les choses vont dans le sens opposé. En effet, dans la voie s, les quarks initiaux sont des quarks de valence, alors que dans la voie t, il y a un b venant d'un gluon. Ces deux effets sont en compétition et au final, comme nous allons le voir dans la suite, la section efficace en voie t est environ trois fois plus grande que celle en voie s au LO (deux fois plus grande au NLO).

2.3.3 Corrections d'ordre supérieur (NLO)

Nous ne donnerons pas d'expressions littérales des sections efficaces au NLO mais expliquerons plutôt de manière assez qualitative les types de corrections au LO prises en compte lors des calculs.

2.3.3.1 Voie s

Dans la voie s, les quarks initiaux sont tous des quarks de valence. La section efficace à l'ordre dominant est donc intrinsèquement d'ordre 0 en α_s. Les corrections QCD son représentées sur la figure 2.7. Ce sont toutes des corrections d'ordre α_s par rapport au LO.

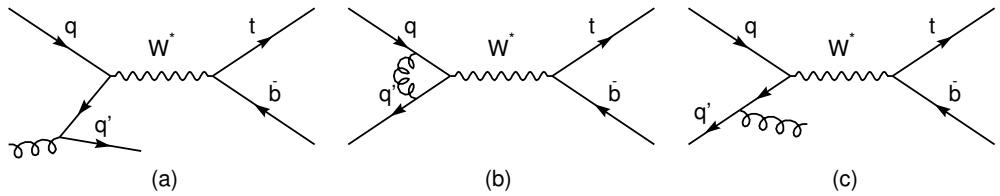


FIG. 2.7 : *Corrections de l'ordre de α_s dans l'état initial en voie s.*

Les boucles et les radiations dans l'état final ne sont pas représentées sur la figure mais sont bien prises en compte dans les calculs. Notons que les corrections à l'état initial et celles à l'état final n'interfèrent pas car, dans le premier cas, la paire tb est un singlet de couleur alors que dans le deuxième c'est

[2]Les résultats présentés par la suite ont été obtenus en utilisant les combinaisons $\{q, q'\} = \{u, d\}, \{\bar{d}, \bar{u}\}, \{c, s\}, \{\bar{s}, \bar{c}\}$ pour la voie t et $\{q, q'\} = \{u, \bar{d}\}, \{c, \bar{s}\}$ pour la voie s, plus les interactions supprimées par CKM.

un octet de couleur.

Comme il a été dit dans le chapitre 1, les PDF contiennent déjà les contributions où les émissions de gluons et création de paires sont colinéaires. Ces processus ne doivent par conséquent pas être pris en compte dans les calculs NLO (diagrammes 2.7-a et 2.7-c). Ceci introduit une dépendance explicite de la section efficace partonique avec l'échelle de factorisation μ_F (voir formule 1.31). La section efficace dépend également de l'échelle de renormalisation à laquelle est évalué α_s.

L'importance des corrections de Yukawa (voir figure 2.8) sur la section efficace en voie s a été estimée [46]. La section efficace LO varie de moins de 1% lorsque ces corrections sont prises en compte. Elles peuvent par conséquent être négligées.

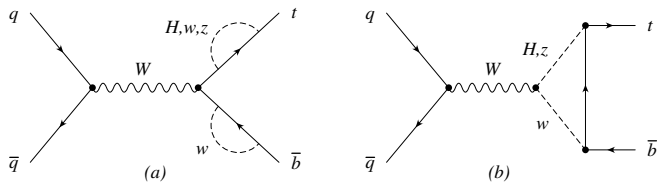


FIG. 2.8 : *Corrections de Yukawa en voie s.*

2.3.3.2 Voie t

Dans la voie t, les quarks dans l'état initial ne sont pas tous des quarks de valence. Le b vient de la mer et plus précisément de la création d'une paire par un gluon (voir figure 1.2). Ceci rend l'évaluation des termes d'ordres supérieurs plus subtile. Le diagramme à l'ordre dominant (voir figure 2.6-a) est de l'ordre de $\alpha_s \; ln\left(\frac{M_t^2}{M_b^2}\right)$. Il y a donc deux types de corrections QCD. Comme pour la voie s, les sections efficaces dépendent des échelles de factorisation et renormalisation choisies et seuls les processus non colinéaires doivent être pris en compte.

Correction de l'ordre de $1/ln\left(m_t^2/M_b^2\right)$ par rapport au LO

Le processus de la figure 2.9 (communément nommé $2 \rightarrow 3$) constitue, lorsque la création de la paire $b\bar{b}$ est non colinéaire, une correction de l'ordre de α_s. C'est donc une correction de $1/ln\left(M_t^2/M_b^2\right)$ par rapport à l'ordre dominant.

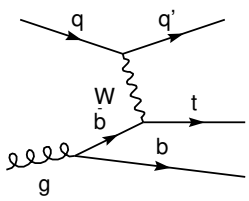


FIG. 2.9 : *Correction de l'ordre de $1/ln\left(m_t^2/M_b^2\right)$ en voie t.*

Le diagramme 2.9 ne représente que le cas où le gluon se désintègre en paire $b\bar{b}$. Les calculs prennent aussi en compte le cas $g \rightarrow t\bar{t}$. La figure 2.10 montre la section efficace du processus $2 \rightarrow 3$ en fonction de la masse du quark top en séparant les contributions des différents types de paire pour le Run I à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Notons que les processus $g \rightarrow b\bar{b}$ et $g \rightarrow t\bar{t}$ interfèrent destructivement.

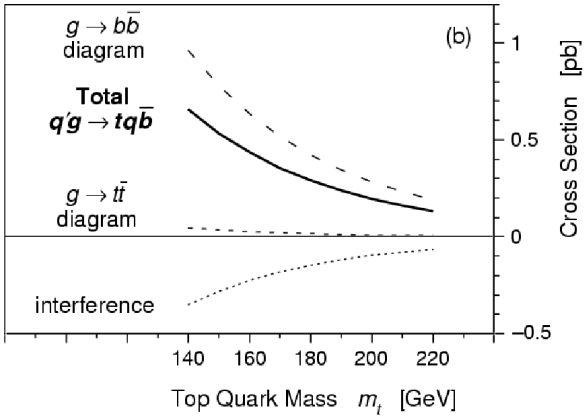


FIG. 2.10 : *Section efficace du processus $2 \to 3$ en fonction de la masse du quark top à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV. Les contributions des différents processus de création de paire ($g \to b\bar{b}$ et $g \to t\bar{t}$) sont montrées. Les PDF utilisées sont CTEQ3M et les échelles de factorisation et de renormalisation sont fixées à la masse du top.*

Correction de l'ordre de α_s par rapport au LO

Les diagrammes représentés sur les figures 2.11 et 2.12 apportent tous des contributions de l'ordre de $\alpha_s^2 \; ln\left(\frac{m_t^2}{m_b^2}\right)$. Ils sont donc réduits d'un facteur α_s par rapport au LO. Les diagrammes avec boucles et radiations dans l'état final, bien que n'ayant pas été représentés sur les figures 2.11 et 2.12, sont pris en compte lors du calcul de la section efficace.

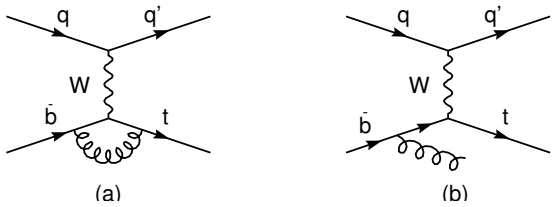


FIG. 2.11 : *Correction de l'ordre de α_s en voie t.*

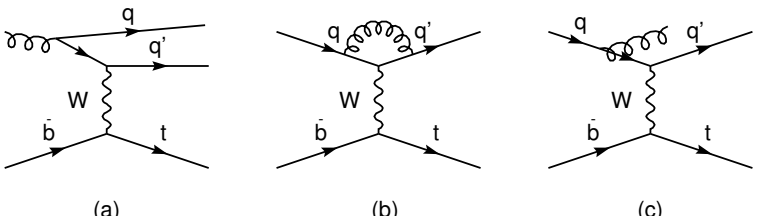


FIG. 2.12 : *Correction de l'ordre de α_s en voie t.*

2.3.4 Résultats

Les calculs des sections efficaces des processus en voie s et t présentés ci-dessus ont été effectués dans [46, 47, 45, 48]. Tous se placent dans le cas où l'échelle de factorisation et l'échelle de renorma-

lisation sont égales : $\mu_F = \mu_R = \mu$. Ils n'utilisent cependant pas la même valeur pour μ. Les calculs décrits dans [46], [47] et [45] ont été effectués avec des PDF relativement anciennes et avec la valeur de M_{top} obtenue au Run I (175 GeV/c^2). Nous ne donnons pour cette raison que les valeurs les plus récentes [48]. Les PDF utilisées sont CTEQ6L1 ($\alpha_s(M_z) = 0.130$) et CTEQ6M ($\alpha_s(M_z) = 0.118$) pour le LO et NLO respectivement.

Les résultats sont reportés dans la table 2.1. Ils ont été obtenus avec $\mu = M_{top} = 178$ GeV/c^2 pour les deux voies. Les incertitudes n'incluent que la statistique du Monte Carlo. Les calculs ont également été effectués avec $\mu = M^2_{t\bar{b}} = (P_t + P_{\bar{b}})^2$ pour la voie s et $\mu = Q^2 = -(p_b - p_t)^2$ (quark léger) ou $\mu = Q^2 + m_t^2 = -(p_u - p_d)^2 + m_t^2$ (quark lourd) pour la voie t [45]. Les résultats ainsi obtenus sont en accord avec ceux de la table 2.1 en tenant compte des incertitudes.

Processus	$\sqrt{s}$ [TeV]	σ_{LO} [pb]	σ_{NLO} [pb]
voie s, $p\bar{p}$ (t)	1.96	0.270	0.405 $\pm$0.0003
pp (t)	14	4.26	6.06 $\pm$0.004
pp $(\bar{t})$	14	2.58	3.76 $\pm$0.003
voie t, $p\bar{p}$ (t)	1.96	0.826	0.924 $\pm$0.001
pp (t)	14	146.2	150.0 $\pm$0.2
pp $(\bar{t})$	14	84.8	88.5 $\pm$0.1

TAB. 2.1 : *Sections efficaces de production de single top au LO et au NLO au Tevatron ($\sqrt{s} =$ 1.96 TeV) et au LHC ($\sqrt{s} =$ 14 TeV) pour $M_{top} = 178$ GeV/c^2. Au Tevatron, la section efficace pour $\bar{t}$ est la même que pour t. Au LHC, elles sont données séparément. Le rapport d'embranchement pour la désintégration du quark top n'est pas inclus. Les PDF utilisées sont CTEQ6L1 pour le LO et CTEQ6M pour le NLO [16]. Les échelles de renormalisation et de factorisation sont fixées à M_{top}. Les incertitudes n'incluent que la statistique du Monte Carlo.*

Les sections efficaces de production sont du même ordre de grandeur en voie s et en voie t, la somme étant environ deux fois plus petite que la section efficace de production de paires de top. Pour le LHC, les sections efficaces pour t et $\bar{t}$ sont reportées séparément puisque différentes dans les collisions pp. Comme il n'y a pas de $\bar{d}$ de valence, la section efficace en voie t est beaucoup plus grande que celle en voie s. Notons finalement qu'au LHC, le mode de production associé (figure 2.6-c) est important. Sa section efficace, calculée au LO avec CTEQ4L et $M_{top} = 178$ GeV/c^2, est de 24.2 pb (elle vaut 0.0405 pb au Tevatron à 1.96 TeV) [49].

Les incertitudes sur les sections efficaces ont été calculées dans [50]. Elles sont résumées dans la table 2.2. L'incertitude associée à la masse du top est une incertitude par GeV. Il faut par conséquent la multiplier par 4.3 pour une valeur centrale de 178 GeV/c^2 (voir section 2.2.3). L'incertitude due au choix des échelles de renormalisation et de factorisation est obtenue en faisant varier μ entre $1/2$ et 2 fois la valeur centrale. L'incertitude associée aux PDF est calculée en utilisant une version modifiée de la méthode de tolérance [51]. Au Tevatron, elle est plus grande dans la voie t que dans la voie s. Ceci est dû au fait que les densités des quarks de valence sont bien connues par rapport à la densité du gluon. Il a été montré dans [51] que les incertitudes sur M_{top} et μ n'ont pas d'influence sur la forme des distributions cinématiques des objets dans l'état final (impulsion transverse et η). L'acceptance dépend par conséquent très peu de ces paramètres.

Processus	$\times\delta M_{top}$(GeV/c^2)	$\mu/2$–2μ	PDF	M_b	$\alpha_s(\delta_{\rm NLO})$
voie s $p\bar{p}$	$^{-2.33}_{+2.71}\%$	$^{+5.7}_{-5.0}\%$	$^{+4.7}_{-3.9}\%$	$< 0.5\%$	$\pm 1.4\%$
pp	$^{-1.97}_{+2.26}\%$	$\pm 2\%$	$^{+3.3}_{-3.9}\%$	$< 0.4\%$	$\pm 1.2\%$
voie t $p\bar{p}$	$^{-1.6}_{+1.75}\%$	$\pm 4\%$	$^{+11.3}_{-8.1}\%$	$< 1\%$	$\pm 0.01\%$
pp	$^{-0.73}_{+0.78}\%$	$\pm 3\%$	$^{+1.3}_{-2.2}\%$	$< 1\%$	$\pm 0.1\%$

TAB. 2.2 : *Incertitudes relatives (en %) sur les sections efficaces de production de single top au NLO au Tevatron et au LHC.*

2.3.5 État des recherches au Tevatron

Le *single top* a déjà été recherché activement au Run I par les expériences DØ et CDF. DØ a publié deux analyses : la première en utilisant des critères topologiques [52] et la deuxième en utilisant un réseau de neurones [53]. CDF a publié une analyse basée sur des critères topologiques [54]. Les limites obtenues sont reportées dans la table 2.3.

	limite sur la section efficace à 95% CL (pb)	
	voie s	voie t
DØ topologique (90 pb^{-1})	39	58
DØ réseau de neurones (90 pb^{-1})	17	22
CDF topologique (106 pb^{-1})	18	13

TAB. 2.3 : *Limites sur la section efficace de production de single top obtenues par DØ et CDF au Run I.*

2.3.6 État des recherches ailleurs qu'au Tevatron

Les calculs des sections efficaces de production de *single top* dans le cadre du modèle standard à LEP2 et HERA ont été menés dans [55] et [56] respectivement. Les sections efficaces de production de $e^+e^- \to e^+\nu_e\bar{t}b(e^-\bar{\nu}_e t\bar{b})$ pour des masses de top entre 130 et 190 GeV/c^2 ont été calculées [55] en 1994. Il a été montré que pour $M_{top} \approx 178$ GeV/c^2 et $\sqrt{s} = 210$ GeV, la section efficace est de l'ordre de 10^{-6} pb. Il n'y avait donc aucun espoir de trouver le *single top* du modèle standard avec la quantité de données accumulées durant la prise de données de LEP2. De même, à HERA la section efficace de production du *single top* dans le modèle standard ($ep \to \nu t\bar{b}X$) est inférieure à 1fb. Les deux expériences ont donc porté leur activité sur la recherche de production par des couplages anormaux impliquant la présence de FCNC (voir figure 2.13). Les limites mises sur l'intensité des couplages avec le boson Z (κ_Z) et avec les photons (κ_γ) sont montrées sur la figure 2.14 [57].

2.4 Motivations pour rechercher le *single top*

Bien que découvert il y a maintenant dix ans, le quark top est encore mal connu. Les processus de production de paire (qui, rappelons-le, sont les seuls observés jusqu'à présent) ne permettent pas de faire toutes les études nécessaires à une compréhension complète de la physique dans le secteur du top. Ils ont surtout permis de mesurer la masse du top. D'autres analyses passées et/ou en cours ont pour but de déterminer sa charge ainsi que l'hélicité du W venant de sa désintégration et de rechercher des couplages anormaux au vertex $gt\bar{t}$. Par contre, les processus de production de paire ne permettent pas d'étudier l'interaction faible ou encore de mesurer facilement la polarisation du top. De ce point de vue, les processus

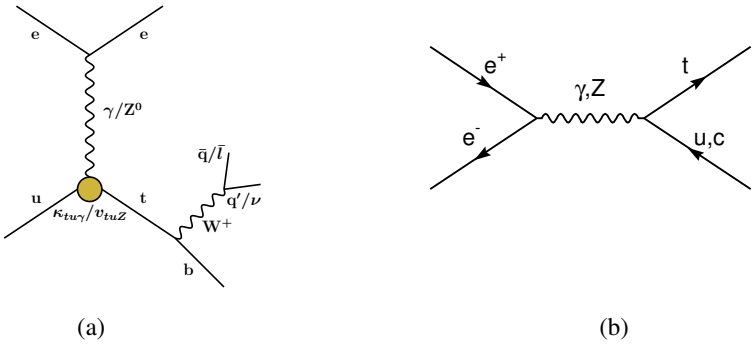


FIG. 2.13 : *Production de single top par FCNC à HERA (a) et LEP2 (b).*

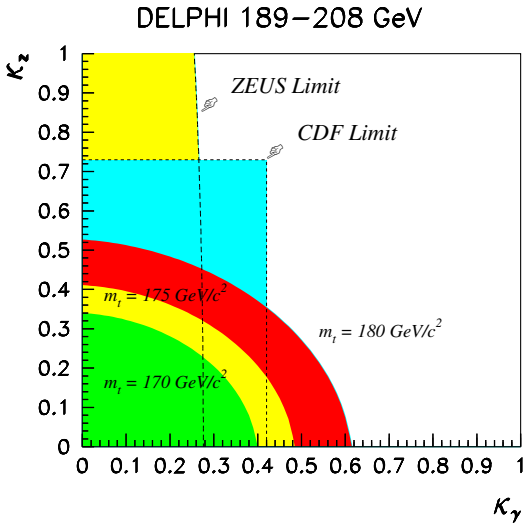


FIG. 2.14 : *Contour d'exclusion dans le plan* $(\kappa_Z, \kappa_\gamma)$ *obtenu par DELPHI (trois contours du bas), et ZEUS. Le contour obtenu par CDF est également montré .*

de production de *single top* présentés section 2.3 sont complémentaires aux processus $t\bar{t}$.

Une autre motivation importante est le fait que le *single top* est un bruit de fond pour d'autres processus encore plus rares, au premier rang desquels la production associée de Higgs [58].

Cette section est consacrée à une description des informations les plus importantes que l'étude du *single top* permettra d'apporter. Les mesures de V_{tb} et de la polarisation du top sont décrites dans un premier temps. Nous verrons dans un deuxième temps l'influence que peuvent avoir d'éventuels nouveaux phénomènes sur la production de *single top*. Nous nous intéresserons plus particulièrement à l'effet de nouveaux couplages entre le top et les particules du modèle standard et à l'effet de nouveaux bosons de jauge.

2.4.1 Mesure de V_{tb}

Dans le cadre du modèle standard, le boson W ne se couple qu'aux quarks de chiralité gauche (voir équation 1.26). Les éléments de la matrice CKM, qui déterminent les probabilités de transition entre états propres de masse, sont contraints, dans l'hypothèse de trois générations, dans les limites suivantes (à 90% de niveau de confiance) [37] :

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.9739 - 0.9751 & 0.221 - 0.227 & 0.0029 - 0.0045 \\ 0.221 - 0.227 & 0.9730 - 0.9744 & 0.039 - 0.044 \\ 0.0048 - 0.014 & 0.037 - 0.043 & 0.9990 - 0.9992 \end{pmatrix} \tag{2.11}$$

Les éléments des deux premières lignes ont été mesurés dans des expériences de désintégration par interaction faible ou dans des expériences de diffusion inélastique de neutrinos [37]. Les éléments de la troisième ligne n'ont eux jamais été mesurés directement. Leurs valeurs ont été déterminées en utilisant la contrainte d'unitarité à trois générations de quarks [3]. Cette contrainte restreint très fortement la valeur de V_{tb}, qui est alors très proche de 1. Si on ne fait pas l'hypothèse qu'il y a seulement trois générations, les contraintes sur les éléments de la matrice CKM sont beaucoup moins fortes [37] :

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.9730 - 0.9746 & 0.2174 - 0.2241 & 0.0030 - 0.0044 & . & . \\ 0.213 - 0.226 & 0.968 - 0.975 & 0.039 - 0.044 & . & . \\ 0 - 0.08 & 0 - 0.11 & 0.07 - 0.9993 & . & . \\ . & . & . & & \\ . & . & . & & \end{pmatrix} \tag{2.12}$$

La valeur de V_{tb} et donc l'intensité du couplage Wtb, en particulier, ne sont quasiment plus contraints. La mesure directe de V_{tb} dans les modes de production par paire est difficile, car elle passerait par une mesure de la largeur de désintégration du top, qui est trop petite par rapport à la résolution expérimentale [61]. Les processus *single top* sont par contre très bien adaptés à cette mesure : les sections efficaces de production en voie s et t sont proportionnelles à V_{tb}^2, et il n'est alors pas nécessaire de mesurer la largeur de désintégration.

Une estimation de la précision que l'on peut espérer sur la mesure de V_{tb} a été faite [62]. Les auteurs prévoient qu'au Run II et avec 2 fb^{-1}, une précision relative de $\Delta V_{tb}/V_{tb} = 10\%$ pourra être atteinte. Nous pouvons émettre cependant des réserves sur ce résultat car les chiffres utilisés sont soit trop anciens, soit trop éloignés de ceux que l'on peut espérer à DØ . Par exemple, pour ce calcul, des sections efficaces de production de *single top* 30% plus grandes que celles données dans le tableau 2.1 ont été utilisées. L'efficacité d'étiquetage des jets provenant de quarks b a été estimée à 60% alors qu'elle est, à l'heure actuelle, de l'ordre de 45% pour le même taux de réjection de quarks mal étiquetés.

2.4.2 Étude de la polarisation du quark top

Dans cette section, nous employons le terme "top" pour désigner uniquement la particule, et non pas la particule ainsi que son antiparticule. Les résultats pour l'antitop s'obtiennent par parité. Expérimentalement, il est possible de déterminer la nature du quark en identifiant la charge du lepton.

La largeur partielle de désintégration du top s'écrit comme ceci [73] :

[3] Par exemple, CDF a réalisé au Run I une mesure du rapport $\frac{|V_{tb}|^2}{|V_{td}|^2+|V_{ts}|^2+|V_{tb}|^2} = 0.94^{+0.31}_{-0.24}$ [59], de laquelle on peut déduire V_{tb} sous l'hypothèse d'unitarité. Des analyses sur cette même mesure sont également en cours dans DØ [60].

$$\frac{1}{\Gamma}\frac{d\Gamma}{d(\cos\theta_i)} = \frac{1}{2}\left(1 + \alpha_i \cos\theta_i\right) \tag{2.13}$$

où θ_i est l'angle d'émission du produit de désintégration i par rapport à la direction du spin du top, dans le référentiel où ce dernier est au repos. Le degré de polarisation est contenu dans le facteur α_i. Dans le cadre du modèle standard, le top se désintègre en Wb (voir section 2.4.1). Le W se désintègre à son tour soit en une paire lepton-neutrino soit en une paire de quarks (ud ou cs). Les calculs donnent les degrés de polarisation suivants :

Produit de désintégration	α_i
b	-0.40
$\nu_l,\ u,\ c$	-0.33
$l,\ d,\ s$	1

Les objets les mieux adaptés à l'étude de la polarisation sont donc, en principe, les quarks d, s et le lepton. En pratique, l'identification de la désintégration du W en jets étant extrêmement difficile, à plus forte raison l'identification d'une saveur de quark léger, seule l'étude de la désintégration du W en lepton+neutrino est possible.

Les processus *single top* permettent, de par leur topologie, une mesure relativement facile de la polarisation du top. Il a été montré que la base montrant le plus grand degré de polarisation du top (appelée "base optimale") est la direction du quark de type d dans le référentiel propre du quark top [74]. E.E. Boos et A.V. Sherstnev ont par la suite proposé une explication simple permettant de comprendre ceci [75] : le diagramme de désintégration du top en $bl\nu$ présente la même topologie que les diagrammes de production en voie s et t (voir figures 2.6-a et 2.6-b), où le quark de type d est remplacé par l'électron et le quark de type u par le neutrino. La production de *single top* peut donc être vue comme une désintégration du top en inversant le sens du temps. Ce qui vient d'être dit sur la corrélation entre la direction de l'électron et le spin du top est directement transposable aux diagrammes de production où l'électron est remplacé par son équivalent dans le secteur des quarks, le quark de type d (tous les deux sont les composantes de type *down* dans les doublets).

Expérimentalement, il est assez facile de connaître la direction du quark d. En voie s, le spin du top est le plus souvent dans la direction du faisceau d'antiprotons (98% des cas[4]). En voie t, il est aligné avec la direction du jet venant de l'hadronisation du quark léger (96% des cas[5]). Ceci est illustré sur la figure 2.15 où la section efficace différentielle en voie t en fonction de $\cos\theta$, où θ est l'angle entre le lepton et le jet de quark léger, est représentée [62]. Notons que la description phénoménologique des processus *single top* faite dans la section 2.3 permet d'élaborer une stratégie préliminaire d'analyse pour séparer les voies s et t. En effet, nous avons vu que les deux quarks dans l'état final sont des b dans la voie s alors qu'il y a un b et un quark léger dans la voie t (le deuxième quark b venant du gluon est la plupart du temps indétectable). Les jets de b sont identifiables expérimentalement et peuvent être utilisés pour accroître la réjection des bruits de fond ne contenant pas de b dans l'état final (voir chapitre 7). La stratégie a priori la plus optimale pour augmenter le rapport signal/bruit et séparer les deux voies est donc "d'étiqueter" les deux jets de b pour la recherche en voie s et un seul pour la voie t.

[4]Lors de collisions entre protons et antiprotons, il a été estimé que le $\bar{d}$ vient de l'antiproton dans 98% des cas et du proton dans 2% des cas, d'où un degré de polarisation différent de 100% suivant la direction du faisceau d'antiprotons [73].

[5]Le processus en voie t procède 77% des fois par $ug \to dt\bar{b}$ et 23% des fois par $\bar{d}g \to \bar{u}t\bar{b}$, on s'attendrait donc a priori à avoir un degré de polarisation de 77% le long de la direction du jet de quark léger. Cependant, le quark $\bar{u}$ a tendance à être émis dans la même direction que le quark $\bar{d}$ de l'état initial, le degré de polarisation est par conséquent plus élevé [73].

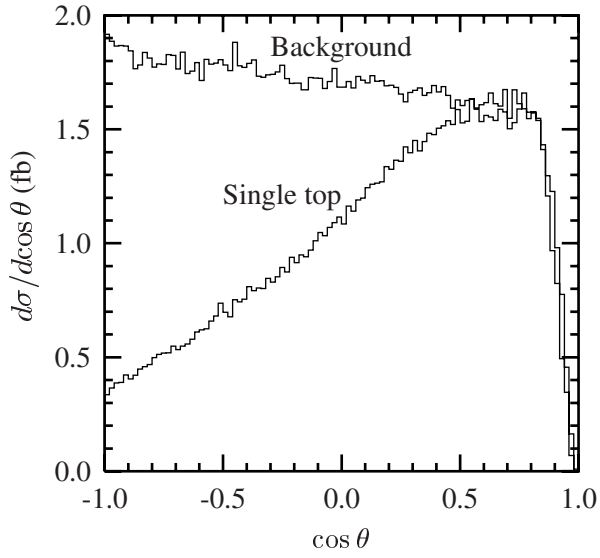


FIG. 2.15 : *Section efficace différentielle de production en voie t en fonction de* $\cos\theta$*, où* θ *est l'angle entre le lepton et le jet de quark léger dans l'événement [62].*

La forme attendue (équation 2.13) est un peu déformée par les coupures d'analyse, notamment le creux à $\cos\theta = 1$ qui est dû à une coupure visant à séparer les électrons des jets.

Le test proposé [62] pour mettre en évidence la polarisation du quark top est de mesurer l'asymétrie suivante :

$$A = \frac{\sigma(-1 \leq \cos\theta \leq -0.1) - \sigma(-0.1 \leq \cos\theta \leq 0.8)}{\sigma(-1 \leq \cos\theta \leq -0.1) + \sigma(-0.1 \leq \cos\theta \leq 0.8)} \tag{2.14}$$

Elle devrait être d'environ 14% lorsque les principaux effets liés à la mesure sont pris en compte, et devrait être visible à 3σ avec 2 fb^{-1}. Pour la mesure à 5σ il faudra attendre environ 5 fb^{-1}. Les remarques faites dans la section 2.4.1 concernant l'estimation de la précision sur V_{tb} sont aussi valables pour ces estimations car elles sont issues du même article.

2.4.3 Recherche de nouveaux phénomènes au-delà du modèle standard

Deux exemples de nouvelle physique qui pourraient être détectés grâce à l'étude des processus *single top* sont donnés. Ces processus au-delà du modèle standard sont d'abord décrits (sections 2.4.3.1 et 2.4.3.2) puis leurs éventuelles manifestations expérimentales sont expliquées dans les sections 2.4.3.3 et 2.4.3.4.

2.4.3.1 Nouveaux couplages entre le top et les particules du modèle standard

Il a été montré qu'une brisure dynamique de la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ peut donner naissance à des termes dans le Lagrangien correspondant à des interactions non standard entre les bosons et fermions du modèle standard [63]. Pour le top :

$$\mathcal{L}_{eff} = \mathcal{L}_{standard} + \mathcal{L}_{corrections}$$

où

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{corrections} &= \frac{e}{\sqrt{2}\sin\theta_W} W^+_\mu \left(\kappa^L_{Wtb} e^{i\phi^L_{Wtb}} \bar{b}\gamma^\mu P_L t + \kappa^R_{Wtb} e^{i\phi^R_{Wtb}} \bar{b}\gamma^\mu P_R t\right) \\ &+ \frac{e}{2\sin\theta_W \cos\theta_W} Z_\mu \left(\kappa^L_{Ztc} e^{i\phi^L_{Ztc}} \bar{c}\gamma^\mu P_L t + \kappa^R_{Ztc} e^{i\phi^R_{Ztc}} \bar{c}\gamma^\mu P_R t\right) \\ &+ c.c \end{aligned} \tag{2.15}$$

Ces nouveaux couplages, très généraux, peuvent avoir une influence importante sur la production de *single top* [64]. Le premier terme de 2.15 autorise des couplages entre le W et les composantes droites des quarks. Le deuxième correspond à des couplages du top avec le quark c par FCNC.

Couplages de type droit

Un modèle dans lequel le W se couple aux composantes droites des quarks est équivalent au modèle standard dans lequel la matrice CKM est remplacée par une matrice CKM effective. Il est important de noter que cette matrice peut violer les relations d'unitarité [65, 66], de sorte que par exemple seul V^{eff}_{tb} pourrait être modifié et non pas les autres composantes. Il est possible de généraliser encore plus en rajoutant des couplages "droit" entre le W et les autres saveurs de quarks, ce qui donnerait une matrice CKM effective encore différente.

Les données de basse énergie recueillies par CLEO sur la désintégration $b \to s\gamma$ [67] ont déjà permis de contraindre fortement le couplage de type droit au vertex Wtb [68] :

$$-0.0035 \leq \left(\kappa^R_{Wtb} \cos\phi^R_{Wtb} + 20(\kappa^R_{Wtb})^2\right) \leq 0.0039 \tag{2.16}$$

Couplages par FCNC

Des mesures indirectes ont permis de mettre les limites suivantes [69] : $\kappa^L_{Ztc} \leq 0.05$ et $\kappa^R_{Ztc} \leq 0.29$ (à 95% de niveau de confiance). Il est important de noter cependant que ces limites ont été obtenues avec quelques hypothèses sur la théorie sous-jacente, et il se pourrait qu'elles soient le résultat d'annulation de plusieurs nouveaux effets. Les valeurs des κ_{Ztc} pourraient alors s'élever jusqu'à 1 si c'était le cas. Ceci montre encore une fois l'importance d'étudier les processus *single top* car ils permettent une mesure directe des FCNC dans le secteur du top.

L'effet de nouveaux couplages sur la section efficace mesurée dépend de la stratégie d'analyse adoptée. Il sera décrit qualitativement dans la section 2.4.3.4.

2.4.3.2 Couplage avec de nouveaux bosons de jauge

Plusieurs théories au-delà du modèle standard sont construites en imposant que le Lagrangien soit symétrique sous un groupe de jauge plus large que $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Elles contiennent naturellement des bosons de jauge supplémentaires (autant que de générateurs des groupes de symétrie additionnels). Ces bosons peuvent intervenir dans les diagrammes de production du *single top*. Ils affecteraient surtout la voie s puisqu'ils peuvent être produits de manière résonante. L'effet en voie t serait supprimé par un facteur $1/M^4$, où M est la masse du nouveau boson.

Parmi tous les modèles proposés, nous ne citerons à titre illustratif que deux d'entre eux, qui serviront aussi lors de la discussion sur la polarisation du top :

- Le modèle *Top Flavor* [70] : dans ce modèle, les trois familles de leptons et les deux premières familles de quarks se transforment sous $SU(2)$ du modèle standard. La troisième famille de quarks se transforme sous un nouveau groupe : $SU(2)_h$. Il y a donc naturellement 3 bosons supplémentaires : $W'^{\pm}$ et Z'. L'état final est le même si on remplace le W du modèle standard par le W'. Les nouveaux processus interfèrent avec ceux du modèle standard et peuvent donc diminuer ou augmenter les sections efficaces données en 2.3.3. Les données de basse énergie ont déjà permis de mettre une limite inférieure sur la masse de ces bosons de jauge additionnels à 900 GeV/c^2 [71]. La figure 2.16 montre la section efficace de production du *single top* en voie s en fonction de la masse des bosons supplémentaires ($M_{Z'} = M_{W'}$) au Tevatron (deux courbes du bas) et au LHC (quatre courbes supérieures). Les deux courbes pour le Tevatron ont été multipliées par 10, la différence entre celles-ci étant la valeur d'un des nouveaux paramètres de la théorie, $\sin^2\phi$.

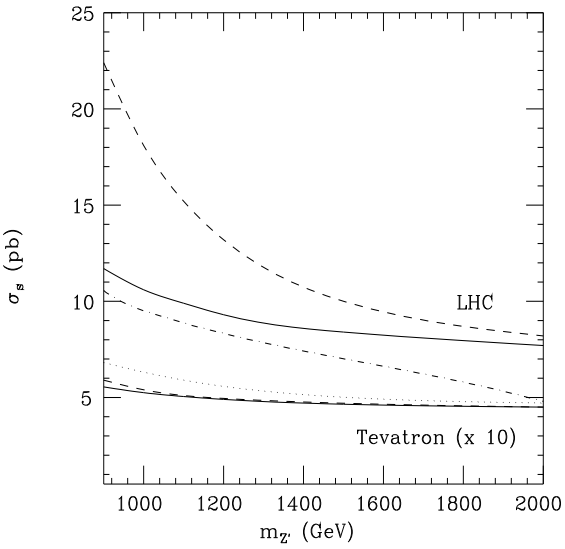


FIG. 2.16 : *Section efficace de production du single top en voie s en fonction de $M_{Z'}$ au Tevatron (deux courbes du bas) et au LHC (quatre courbes supérieures). Les deux courbes pour le Tevatron ont été multipliées par 10, la différence entre celles-ci étant la valeur d'un des nouveaux paramètres de la théorie,* $\sin^2\phi$.

- Le modèle *Top Pion* [64, 72] : dans ce modèle, il existe un état lié scalaire entre le top et le b, appelé "top pion". Un processus dans lequel cette particule composite intervient est montré sur la figure 2.17 (le "top pion" est traditionnellement noté π^+, qu'il ne faut pas confondre avec le pion habituel composé d'un quark u et d'un quark d). Le couplage $\pi^+ c\bar{b}$ vient du mélange entre le t et le c. Il existe également des modèles avec un "top pion" neutre. Contrairement au cas du W', ces processus n'interfèrent pas avec ceux du modèle standard car il n'y a pas de conservation de moment angulaire, le boson étant scalaire.

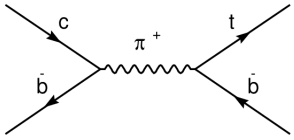


FIG. 2.17 : *Production de single top via un top pion.*

La section efficace de production de *single top* dans la voie s en fonction de $M_{\pi^\pm}$ est montrée sur la figure 2.18.

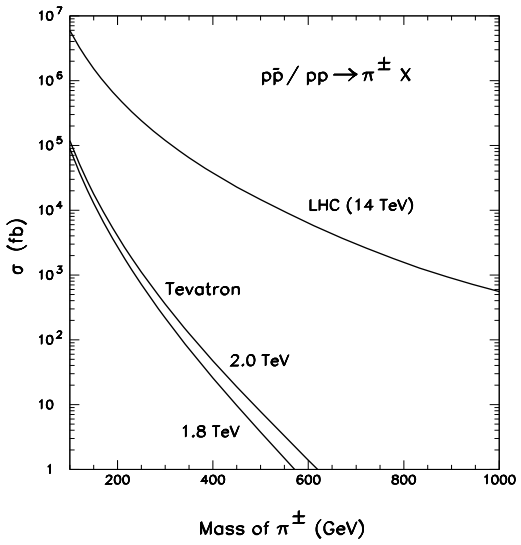


FIG. 2.18 : *Section efficace de production de single top en voie s en fonction de $M_{\pi^\pm}$.*

2.4.3.3 Effets des nouveaux phénomènes sur la polarisation du top

Comme cela a été dit dans la section 2.4.2, la base optimale pour étudier la polarisation du top est la base optimale définie par la direction du quark de type d. Cependant, il faut noter que l'utilisation de la base "standard" où le spin du top est mesuré par rapport à sa direction de propagation permettra elle aussi de faire des études intéressantes, même si le degré de polarisation n'est pas aussi élevé que pour la base optimale [74] (83% des top ont une hélicité négative[6] pour les voies s et t). L'intérêt de la base standard est de pouvoir faire une distinction entre différents nouveaux phénomènes, si toutefois une déviation par rapport au modèle standard est observée. Considérons par exemple les nouveaux processus mentionnés dans la section (2.4.3.2). Dans le cas du modèle *Top Flavor*, le W' est une particule vecteur interagissant avec les composantes gauches des quarks t et b. La polarisation du top est la même que dans le modèle standard. Dans le cas du modèle *Top Pion*, une différence importante est que le π^+ est une particule scalaire et ne porte donc pas de moment angulaire. La mesure de la polarisation du top dans la "base optimale" conduirait donc à la conclusion fausse qui est que le top est non polarisé. Par contre, la mesure dans la base "standard" montrerait une très forte polarisation. Ceci montre l'intérêt de considérer les deux bases pour discriminer entre différents processus.

2.4.3.4 Effets des nouveaux phénomènes sur les sections efficaces mesurées

Les sections efficaces mesurées dépendent des états finals recherchés. Comme cela a été dit en 2.4.2, la stratégie a priori la plus optimale pour augmenter le rapport signal/bruit et séparer les deux voies est "d'étiqueter" les deux jets de b pour la recherche en voie s et un seul pour la voie t. L'effet des termes supplémentaires de la forme 2.15 serait donc très différent dans les deux voies. Il serait alors possible de

[6] La masse du top est loin d'être négligeable devant son impulsion. Les états de chiralité et d'hélicité ne coïncident donc pas forcément.

lever un peu plus l'ambiguïté sur la nature du ou des nouveaux phénomènes. Un exemple simple pour illustrer ceci est de considérer un modèle dans lequel seul V_{ts}^{eff} est différent de son équivalent du modèle standard. Dans ce cas les sections efficaces des deux diagrammes suivants ne sont pas les mêmes que celles prédites par le modèle standard :

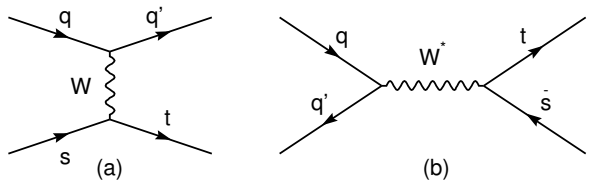


FIG. 2.19 : *Production de single top en voie s (à gauche) et en voie t (à droite) par un couplage* Wts.

Comme les processus $g \to b\bar{b}$ et $g \to s\bar{s}$ en voie t sont indiscernables (un seul jet est étiqueté), la mesure en voie t montrerait une déviation par rapport au modèle standard. La mesure de la section efficace en voie t est équivalente, en quelque sorte, à une mesure de la largeur inclusive du top. En voie s par contre, aucune déviation ne serait observée car le jet de quark s n'est pas étiqueté.

Le raisonnement est le même pour la sensibilité aux FCNC (voir section 2.4.3.1), seule la section efficace mesurée en voie t montrerait une déviation par rapport au modèle standard. L'effet pourrait d'ailleurs être relativement important car la PDF du c à l'intérieur du proton est plus élevée que celle du b[7]. Il a été estimé qu'au Run II la section efficace de production dans la voie t subirait une augmentation de 0.13 pb pour $\kappa_{Ztc} = 0.29$ et $M_{top} = 175$ GeV/c^2 et qu'il faut environ 2 fb^{-1} pour mettre une limite de $\kappa_{Ztc} \leq 0.22$ [64].

La figure 2.20 montre la section efficace mesurée en voie t en fonction de la section efficace mesurée en voie s pour le Tevatron (à gauche) et le LHC (à droite) pour différents modèles [64].

Finalement, insistons sur le fait qu'il faut être très prudent quant à l'interprétation d'une éventuelle déviation. En effet, pour extraire V_{tb} il faut être sûr que la déviation est justement due à une valeur particulière de cet élément de matrice plutôt qu'à un autre effet. Un test simple proposé dans [76] est de regarder le rapport des sections efficaces dans les deux voies. V_{tb} apparaissant au numérateur et au dénominateur du rapport, ce dernier n'en dépendrait pas, et ne serait sensible qu'à de la nouvelle physique. L'observation d'un rapport en accord avec la prédiction du modèle standard dans lequel les sections efficaces individuelles seraient elles en désaccord indiquerait que V_{tb} est différent de 1.

[7] Le b pèse environ 4 GeV/c^2 alors que le c pèse environ 1.2 GeV/c^2 [37].

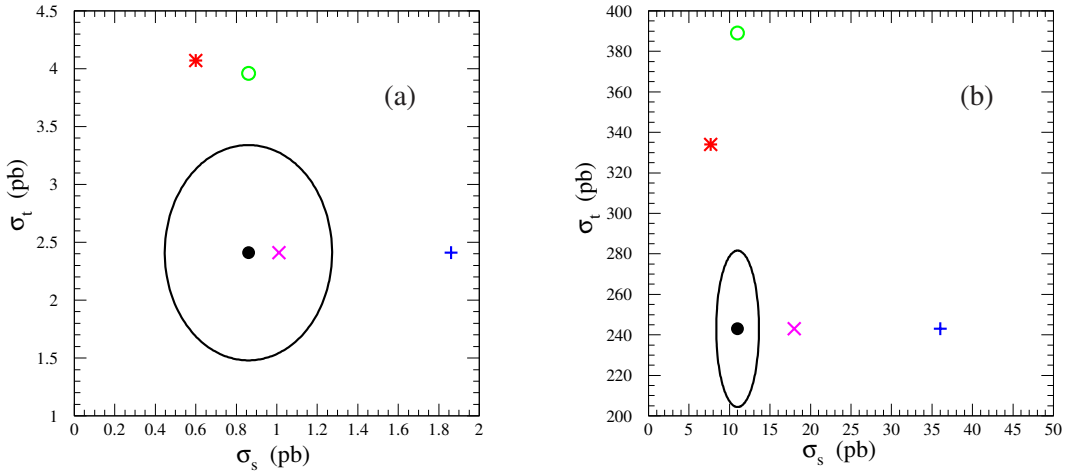


FIG. 2.20 : *Section efficace mesurée en voie t en fonction de la section efficace mesurée en voie s pour le Tevatron (a) et pour le LHC (b) [64]. Le point représente la valeur du modèle standard et le cercle autour le contour à $3\ \sigma$ (les sections efficaces ont été obtenues avec CTEQ4M, d'où la différence avec celles reportées dans la table 2.1). L'astérisque en haut à gauche correspond à un modèle avec un Lagrangien du type 2.15 avec $V_{ts}^{eff} = 0.55$ et $V_{tb}^{eff} = 0.835$. Le cercle vide correspond à un modèle où le top interagit par FCNC avec un fort couplage : $\kappa_{Ztc} = 1$. La croix dans le contour à 3σ correspond à un modèle "Top Flavor" avec $M_{Z'} = 1\ TeV$. La croix à droite correspond à un modèle "Top Pion" avec $M_{\pi^\pm} = 250$ GeV/c^2.*

2.5 Conclusion

L'étude du quark top est une des priorités de la physique des particules à l'heure actuelle. Les modes de production par paire, observés en 1995, ont déjà permis des mesures importantes comme celle de la masse du top. Nous avons introduit dans ce chapitre d'autres modes de production, dans lesquels le top est produit par interaction faible (*single top*), et avons montré qu'ils sont également très intéressants à étudier. Il existe deux diagrammes principaux de production du *single top*, l'un en voie s, l'autre en voie t. L'intérêt principal par rapport aux processus de production de paire est que ces modes permettent l'étude de l'interaction faible dans le secteur du top et notamment une mesure directe de l'élément de la matrice CKM V_{tb} ainsi que de la polarisation du top. De plus, un nombre important de phénomènes au-delà du modèle standard pourraient affecter, s'ils existent, la production de *single top* comme, par exemple, des couplages anormaux au vertex Wtb, des couplages par FCNC ou encore des interactions avec des nouveaux bosons de jauge. La mesure des processus *single top* permettra de détecter d'éventuels nouveaux phénomènes ou de placer des limites sur leur intensité.

Chapitre 3

Le dispositif expérimental

Le Fermilab, créé en 1967, est un laboratoire de physique des hautes énergies situé à près de 60 km de Chicago aux États-Unis. De nombreuses expériences s'y déroulent et il a été le lieu d'importantes découvertes comme celle en 1977 du quark b en regardant la résonance de l'Upsilon [77] et celle du neutrino tau en 2000 par l'expérience DONUT [78]. Depuis 1988, le Fermilab possède l'accélérateur le plus puissant au monde actuellement en activité : le Tevatron, qui fait rentrer en collision des paquets de protons et antiprotons de même énergie. Les collaborations DØ et CDF ont construit et font fonctionner, depuis 1988 pour CDF et 1992 pour DØ , des détecteurs pour observer et étudier ces collisions.

Le Tevatron a connu deux phases de fonctionnement, le Run I et le Run II. Le Run I s'est déroulé entre 1988 et 1996, période durant laquelle DØ et CDF ont recueilli environ 120 pb^{-1} de données et ont mis en évidence le quark top qui était recherché depuis presque 20 ans. Après ce succès il y a eu une longue période d'amélioration de l'accélérateur et des détecteurs, ceci afin d'augmenter les possibilités de découvertes et permettre des mesures plus précises. C'est en Mars 2001 qu'a débuté le Run II, avec une énergie dans le centre de masse accrue : 1.96 TeV au lieu de 1.8 TeV pour le Run I [79]. Le Run II a lui-même été divisé en deux périodes : le Run II-a et le Run II-b. Au terme de la première période, qui s'achèvera en 2005, le détecteur de vertex au silicium (voir section 3.2.2.1) sera complété (une couche supplémentaire sera ajoutée) pour pallier la dégradation liée aux radiations. Il est prévu que les deux expériences accumulent environ 1.5 fb^{-1} pendant le Run II-a. Au terme du Run II, les deux expériences auront accumulé une luminosité intégrée d'environ 8.5 fb^{-1}.

Une description du dispositif expérimental est donnée dans ce chapitre. Dans l'ordre, seront décrits l'accélérateur, le détecteur DØ , la simulation du dispositif expérimental et le traitement des données hors-ligne.

3.1 L'accélérateur

La figure 3.1 montre schématiquement tous les systèmes nécessaires à la création et l'accélération des faisceaux de protons et antiprotons jusqu'à obtenir une énergie de collision de 1.96 TeV dans le centre de masse. Sont indiquées également les directions des faisceaux vers les expériences sur cible fixe.

3.1.1 Production du faisceau de protons

La production des protons commence par la création d'un faisceau d'ions H$^-$. Ces derniers sont accélérés grâce à un champ électrostatique dans un accélérateur de type Crockroft-Walton jusqu'à 750 KeV. Ils passent ensuite dans le *linac* qui est un accélérateur linéaire à cavité radio-fréquence long de 130 m

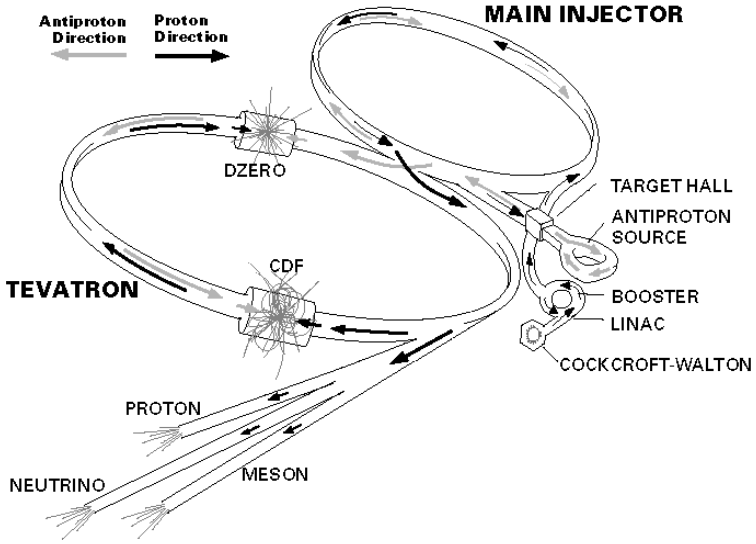


FIG. 3.1 : *Vue globale du système d'accélération.*

pour ressortir avec une énergie de 400 MeV. Le *linac* produit un faisceau structuré en paquets espacés de 5 ns et contenant 6.3×10^{12} ions. Les ions sont ensuite débarrassés de leurs électrons en traversant une feuille de carbone suffisamment fine pour ne pas perturber leurs trajectoires. Les protons résultants se dirigent alors vers le *booster* qui est un synchrotron de 475 m de circonférence équipé de 17 cavités radio-fréquence et qui les accélère jusqu'à une énergie de 8 GeV (avec un gain de 0.5 MeV/tour). Les protons sont ensuite envoyés dans l'injecteur principal, dernière étape avant l'injection dans le Tevatron. L'injecteur principal permet de :

- regrouper les protons en paquets d'environ 3×10^{11} particules.
- augmenter l'énergie des protons jusqu'à 150 GeV avant leur injection dans le Tevatron.
- envoyer des faisceaux de protons de 120 GeV vers les expériences à cible fixe.
- créer des antiprotons en propulsant des paquets d'environ 2×10^{12} protons à 120 GeV sur une cible de nickel (de 10 cm de diamètre et 2 cm d'épaisseur).
- regrouper les antiprotons en paquet de 7×10^{10} particules.
- augmenter l'énergie des antiprotons jusqu'à 150 GeV avant leur injection dans le Tevatron.
- décélérer les antiprotons de 150 GeV à 8 GeV pour alimenter le recycleur qui les stocke afin qu'ils puissent être réutilisés ultérieurement.

3.1.2 La source d'antiprotons

La création d'antiprotons est le facteur principal de limitation de la luminosité. Au Tevatron il faut environ 50000 protons pour produire un antiproton. C'est pourquoi la source d'antiprotons a fait l'objet de gros efforts de recherche et développement pour le Run II.

Comme cela a été dit précédemment, l'injecteur principal crée un faisceau d'antiprotons en envoyant des protons de 120 GeV sur une cible de nickel. Il y a beaucoup d'autres particules créées, en plus des antiprotons, lors de ces collisions. Un filtrage est fait à l'aide d'une lentille magnétique au Lithium et d'un aimant dipolaire (voir figure 3.2). Les antiprotons ainsi produits ont une distribution en énergie très large centrée sur 8 GeV et ils gardent la structure en paquets des protons incidents. Ils sont dirigés vers le *debuncher* qui sert à uniformiser leur énergie. Il s'agit d'un anneau triangulaire de 505 m de long contenant une cavité radio-fréquence qui permet un refroidissement stochastique du faisceau. Ce mécanisme implique que les antiprotons perdent la structure en paquet qu'ils avaient au début. Les antiprotons sont

stockés dans l'accumulateur, qui leur redonne une structure en paquet, avant d'être transférés dans l'injecteur principal. L'accumulateur permet de conserver l'énergie des antiprotons à 8 GeV. Pour accumuler 1.3×10^{12} antiprotons, ce dispositif doit fonctionner pendant environ huit heures.

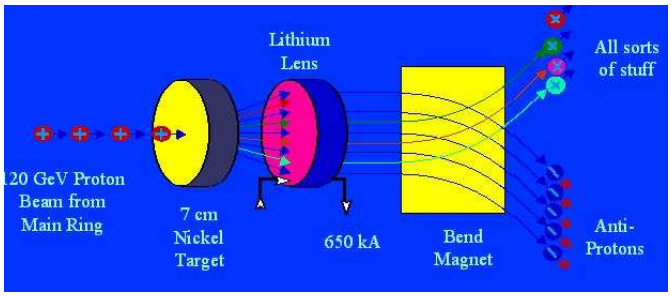


FIG. 3.2 : *Création du faisceau d'antiprotons.*

Un recycleur, qui est utilisé pour stocker les antiprotons provenant du Tevatron (lorsque le cycle de collision est terminé) ou de l'accumulateur [80], complète le dispositif. Ils peuvent ainsi être réutilisés ultérieurement. Le recycleur est un anneau à aimants permanents se trouvant dans le même tunnel que l'injecteur principal. Il permet de stocker 2×10^{12} antiprotons.

3.1.3 Le Tevatron

Une fois les protons et antiprotons produits, ils sont injectés dans le Tevatron (la procédure d'injection qui est faite par étape dure environ deux heures), qui est le dernier élément de la chaîne d'accélération. C'est un anneau de 6.3 km de circonférence qui permet d'accélérer les faisceaux jusqu'à 980 GeV (900 GeV au Run I) grâce à 8 cavités radio-fréquences. 772 aimants supraconducteurs à 3.6 K délivrant un champ magnétique de 4.33 Tesla (le Tevatron est le premier synchrotron utilisant la supraconductivité [81]) et 180 quadrupôles servent à guider le faisceau sur une orbite quasi circulaire et à le focaliser. Une fois stable, les faisceaux sont utilisables entre huit et dix heures.

Les faisceaux sont composés de 36 paquets se répartissant en trois groupes séparés de 2.6 μs. Les paquets sont séparés de 396 ns. Les principaux paramètres du Tevatron sont reportés dans le tableau 3.1. Il faut noter que certains des objectifs initialement fixés pour le Run II n'ont pas été et ne seront pas remplis, comme par exemple, le temps de croisement entre les faisceaux qui aurait dû être 132 ns au lieu de 396 ns, ou le passage de 36×36 paquets à 140×105 pour le Run II-b.

3.1.4 La luminosité

La luminosité instantanée est donnée par [82] :

$$\mathcal{L} = \frac{f B N_p N_{\bar{p}}}{2\pi(\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)} F(\sigma_1/\beta) \tag{3.1}$$

où f est la fréquence de rotation des paquets, B le nombre de paquets dans chaque faisceau, N_p ($N_{\bar{p}}$) est le nombre de protons (antiprotons) dans chaque paquet, σ_p ($\sigma_{\bar{p}}$) est la dimension du faisceau de protons (antiprotons) dans le plan transverse au point d'interaction et F est un facteur de forme qui dépend du rapport entre la longueur des paquets et de β au point d'interaction. Il est à noter que cette formule est simplifiée, la formule exacte se trouve dans [83].

	Run I	Run IIa	
Période	1992-1996	2003	2004
Nombre de paquets	6×6	36×36	36×36
Nombre de p/paquet	2.3×10^{11}	2.3×10^{11}	2.4×10^{11}
Nombre de $\bar{p}$/paquet	5.5×10^{10}	2.2×10^{10}	3.0×10^{10}
Taux de production de $\bar{p}$/heure	4.2×10^{10}	6.9×10^{10}	7.6×10^{10}
Longueur des paquets (m)	0.6	0.6	0.54
Temps entre deux paquets (ns)	3500	396	396
Énergie/faisceau (GeV)	900	980	980
Luminosité instantanée ($\times 10^{32}$ cm^2 s^{-1})	0.16	0.37	0.52
Nombre d'interactions/croisements	≈ 1	≈ 3	≈ 3

TAB. 3.1 : *Les principaux paramètres du Tevatron et leur évolution entre le Run I et le Run II.*

La détermination de la luminosité instantanée par cette formule nécessite donc la connaissance précise de certaines caractéristiques du faisceau. Celles-ci ne sont malheureusement pas mesurables facilement et une autre méthode est employée. Elle consiste à compter les coïncidences dans les détecteurs de luminosité placés près du faisceau. Le nombre moyen d'interactions par croisement de faisceau, μ, est proportionnel à la luminosité et suit une loi de Poisson. La probabilité d'avoir n interactions par croisement est donc $P(n) = \mu^n e^{-\mu}/n!$. Par conséquent, la probabilité d'avoir au moins une interaction par croisement et donc de mesurer un signal dans les détecteurs de luminosité est $P(n > 0) = 1 - e^{-\mu}$. Si F est la fréquence de rotation des faisceaux et σ_{eff} la section efficace de processus connus, alors il est possible d'écrire $\mu = \mathcal{L}\sigma_{eff}/F$. Il en découle :

$$\mathcal{L} = -\frac{F}{\sigma_{eff}} \ln\left(1 - P(n > 0)\right) \tag{3.2}$$

Les processus pris en compte dans σ_{eff} sont les processus inélastiques : diffractifs simples (DS), doublement diffractifs (DD) et non diffractifs (ND). σ_{eff} est déterminée en tenant compte de l'acceptance (A) et de l'efficacité de détection des détecteurs de luminosité ($\varepsilon = 0.907 \pm 0.02$). L'expression de σ_{eff} est donnée par :

$$\sigma_{eff} = \varepsilon \left(A_{DS}\, \sigma_{DS} + A_{DD}\, \sigma_{DD} + A_{ND}\, \sigma_{ND}\right) \tag{3.3}$$

Les valeurs de ces sections efficaces et acceptances sont [82] :

	σ (mb)	Acceptance
DS	9.57 ± 0.43	0.15 ± 0.05
DD	1.29 ± 0.20	0.72 ± 0.03
ND	46.69 ± 1.63	0.97 ± 0.2

Ceci donne : $\sigma_{eff} = 43.26 \pm 2.07$ mb.

Les détecteurs de luminosité sont deux moniteurs placés sur les faces internes des calorimètres bouchons, dans le rayon interne des détecteurs de pieds de gerbes (voir section 3.2.4), à environ 1.40 mètres du point d'interaction nominal. Chaque moniteur est constitué de 24 plaques de scintillateurs formant un disque couvrant la région comprise entre $|\eta^{det}|$ égal à 2.7 et $|\eta^{det}|$ égal à 4.4 (voir la définition de η dans 3.2.1).

La figure 3.3 montre la luminosité intégrée (à gauche) et instantanée (à droite) en fonction du temps. Le Tevatron a délivré d'avril 2002 à août 2004 environ 590 pb^{-1}, dont 470 pb^{-1} ont été enregistrés sur bandes. Les plateaux visibles sur la figure de gauche correspondent à des périodes durant lesquelles le Tevatron était en arrêt pour maintenance et amélioration des performances.

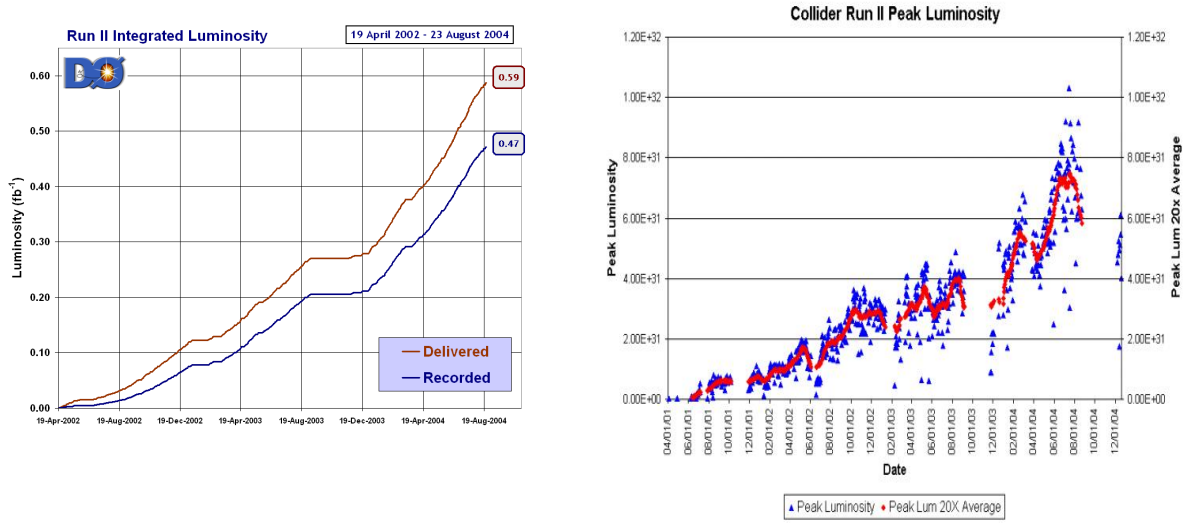


FIG. 3.3 : *Luminosité intégrée (à gauche) et instantanée (à droite) en fonction du temps.*

3.2 Le détecteur DØ

DØ est un détecteur classique de physique des particules sur collisionneur. Les faisceaux de protons et antiprotons ayant la même direction et la même énergie dans le référentiel du laboratoire, le détecteur est symétrique par rapport au point d'interaction nominal et par rotation autour de l'axe commun des faisceaux. Trois parties sont à distinguer : la partie centrale où les détecteurs sont disposés en tonneau autour du faisceau et les deux parties avant, où ils sont disposés en plans perpendiculaires aux faisceaux. Le détecteur est représenté dans son intégralité sur la figure 3.4. Il est constitué, en partant du point d'interaction d'un détecteur de traces, d'un détecteur de pied de gerbe, d'un calorimètre et d'un spectromètre à muons.

3.2.1 Système de coordonnées

Ce paragraphe décrit le système de coordonnées utilisé dans DØ . L'axe z est parallèle au faisceau et est dirigé suivant la direction des protons. L'axe y pointe à la verticale et l'axe x est dirigé vers l'est. Le plan définit par les axes x et y est appelé plan transverse. Les systèmes de coordonnées cylindriques (r, φ, z) et sphériques (r, φ, θ) sont souvent utilisées. Les variables angulaires sont définies de telle sorte que $\varphi = \pi/2$ dans la direction des y positifs et $\theta = 0$ dans la direction des z positifs. Lors d'une collision entre proton et antiproton, l'impulsion du centre de masse des partons interagissant est en général non nulle le long de z et n'est pas connue. Par conséquent, seules des quantités invariantes lors d'une transformation de Lorentz le long de l'axe z sont utilisées :

- $p_T = p\ sin(\theta)$: composante transverse de l'impulsion. D'une manière générale, les quantités transverses sont invariantes par transformation de Lorentz le long de l'axe z.

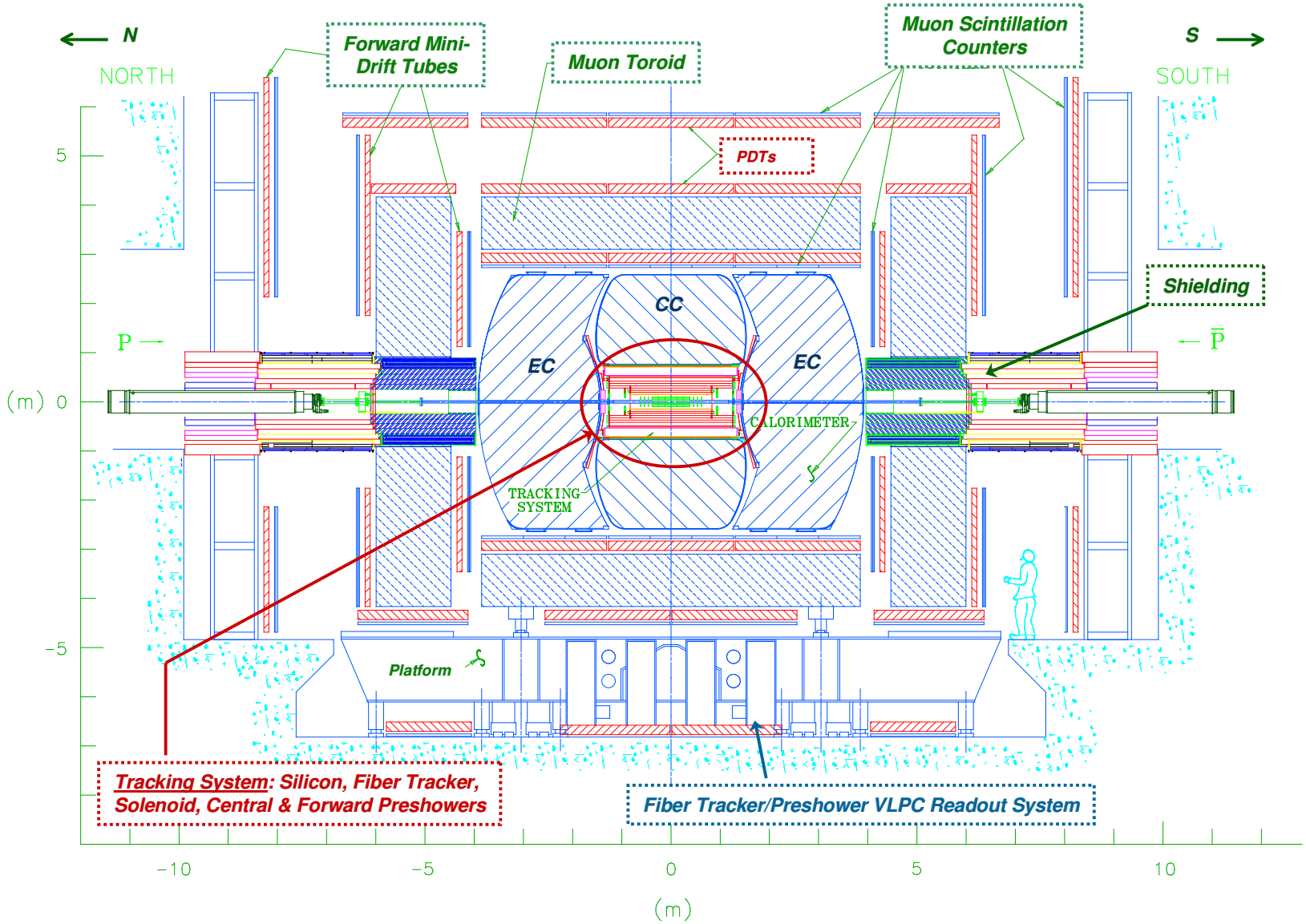


FIG. 3.4 : *Vue globale du détecteur DØ .*

– $\eta = -ln\ tan(\frac{\theta}{2})$: pseudo-rapidité. $\eta = 0$ dans le plan transverse et tend vers l'infini sur l'axe z. C'est une approximation de la rapidité ($Y = \frac{1}{2}ln\frac{E+p_z}{E-p_z}$) dans la limite $E >> m$ ou m est la masse des particules considérées. Elle peut être calculée soit par rapport au centre géométrique du détecteur (η^{det}) soit par rapport au vertex primaire de l'interaction (η^{phys} ou plus simplement η). La distance angulaire entre deux objets, définie par $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2}$, est très fréquemment utilisée. Pour l'algorithme de jet, $\Delta R = \sqrt{\Delta Y^2 + \Delta\varphi^2}$ sera également utilisé.

3.2.2 Le détecteur de traces

Le détecteur de traces est constitué de deux sous-détecteurs : un détecteur de vertex en silicium (SMT) et un détecteur à fibres scintillantes (CFT) (voir figure 3.5). Le tout est placé dans un solénoïde délivrant un champ magnétique constant de 2 Teslas. Au Run I il n'y avait ni solenoïde ni SMT. Il était par conséquent impossible de mesurer l'impulsion des particules chargées dans le détecteur de traces et la précision sur la mesure de la position des traces était trop faible pour pouvoir faire de l'étiquetage des jets de b.

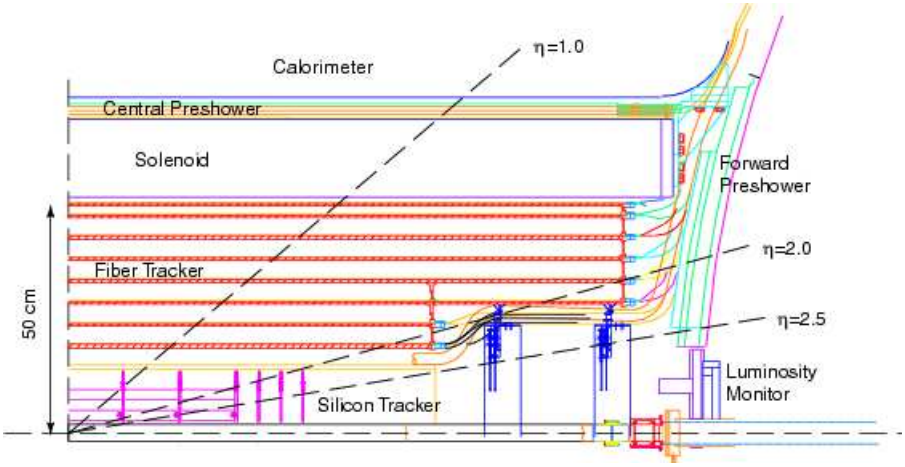


FIG. 3.5 : *Vue d'un quart du détecteur de traces. En partant du faisceau, on trouve un détecteur de vertex en silicium (SMT), un détecteur à fibre scintillante (CFT) et le solénoïde permettant de courber la trajectoire des particules chargées. Au-delà du solénoïde est situé le détecteur de pieds de gerbes. On peut également voir les détecteurs de luminosité près de la ligne de faisceau.*

3.2.2.1 Le détecteur de vertex (SMT)

Au plus proche du tube à vide se trouve un détecteur de micro-vertex à micro-pistes de silicium (le SMT) (voir figure 3.6). Il permet de reconstruire les traces pour $|\eta^{det}|$ inférieur à 3. Il est constitué de deux éléments :

1. Les tonneaux :
   il y a 6 tonneaux de 12 cm de longueur chacun. Ils sont centrés sur le faisceau et couvrent la région où $|\eta^{det}|$ est inférieur à 2. Un tonneau est fait de quatre couches distantes de 2.7, 4.5, 6.6 et 9.4 cm du faisceau. Chaque couche est elle-même composée de deux sous-couches (voir figure 3.7). Les couches 2 et 4 de tous les barillets sont composées de sous-couches double face. Les pistes de la première face sont parallèles à l'axe des faisceaux alors que les pistes de la deuxième face font un angle de 2° avec cet axe. Les couches 1 et 3 des quatre barillets centraux ont elles aussi des sous-couches double face, avec un angle des pistes sur la deuxième face de 9° par rapport à l'axe des faisceaux.

2. Les disques : il y a deux types de disques :

   – les disques F : il y en a 12, intercalés entre les barillets et à leurs extrémités, placés à intervalles réguliers en z de $z = \pm 6.4$ cm à $z = \pm 54.8$ cm de l'origine. Ils ont un rayon interne de 2.6 cm et un rayon externe de 10.5 cm. Chaque disque F est composé de 12 modules double face dont les pistes forment un angle de 30° entre elles ($\pm 15°$ par rapport à un rayon de référence).

   – les disques H : il y en a 4, placés de $z = \pm 110$ cm à $z = \pm 120$ cm de l'origine. Ils ont un rayon interne de 9.5 cm et un rayon externe de 26 cm. Chaque disque H est composé de 24 paires de modules simple face associés dos à dos. Les pistes ont un angle de 15° entre elles ($\pm 7.5°$ par rapport à un rayon de référence).

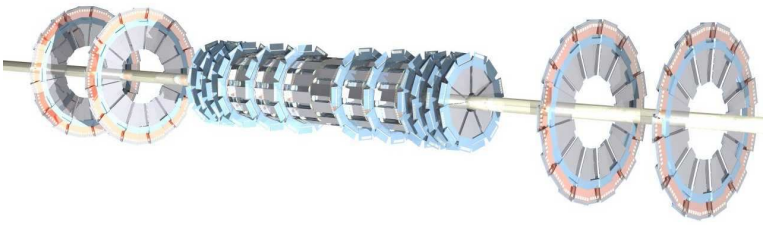


FIG. 3.6 : *Vue du SMT en 3 dimensions. On peut voir les 6 tonneaux, les 12 disques F et les 4 disques H (de rayon extérieur plus important).*

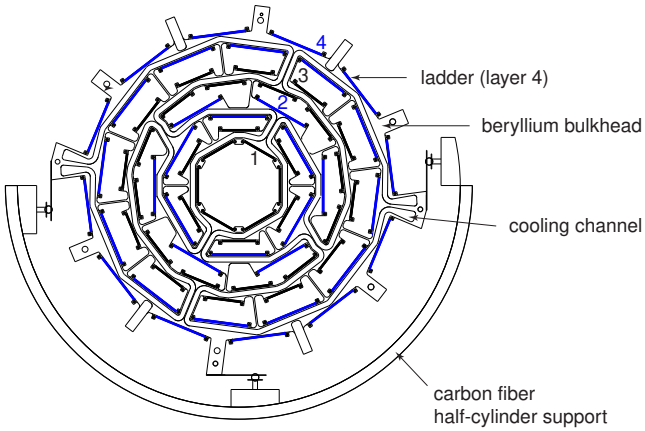


FIG. 3.7 : *Vue d'un tonneau du SMT dans le plan transverse.*

L'ensemble représente environ 793000 voies de lecture. A l'heure actuelle 85% des canaux sont opérationnels. Le tout est refroidi à 5°C par un mélange eau-glycérol circulant dans les supports en beryllium (voir figure 3.7). Les composantes du SMT sont alignées entre elles avec une précision d'environ 10 μm. La résolution spatiale du SMT devrait, à cause des radiations, être réduite de moitié pour une luminosité intégrée de 3-4 fb^{-1} [84]. Pour cette raison une couche supplémentaire à 2.5 cm du faisceau (*layer* 0) va être ajoutée en 2005[85].

3.2.2.2 Le détecteur à fibres scintillantes (CFT)

Le CFT est placé entre le SMT et le solénoïde (voir figure 3.5). Il est composé de huit cylindres centrés sur le faisceau dont les rayons varient de 20 cm à 52 cm. Les deux premiers cylindres font 1.66 m

de long et les 6 autres 2.52 m. Ce détecteur couvre la région où $|\eta^{det}|$ est inférieur à 2 et représente au total 76800 voies de lectures. Chaque cylindre possède deux couches de fibres, celles de la première sont parallèles au faisceau et celles de la deuxième ont un angle stéréo de $\pm 3°$ par rapport au faisceau. Chaque couche est en fait constituée de deux sous-couches, l'une étant décalée, perpendiculairement à l'axe de la fibre, de 415 μm (égal à un rayon de fibre) par rapport à l'autre. Les fibres sont positionnées avec une précision de 25 μm. Les fibres devant être maintenues à 9 K, l'ensemble du détecteur est placé dans un cryostat à hélium liquide.

Les fibres sont faites en scintillateur plastique. Lorsqu'une particule traverse une fibre, des photons dont la longueur d'onde est $\lambda = 530$ nm sont émis. Des guides d'ondes sont chargés de transporter les photons jusqu'aux Photo-Compteurs de Lumière Visible (VLPC) [86]. Un VLPC produit une charge proportionnelle au nombre de photons incidents. Une particule chargée produit environ 8 photo-électrons par fibre. Le CFT permet de reconstruire la position des traces dans le plan $r - \varphi$ avec une efficacité proche de 99% et une précision de 100 μm.

3.2.2.3 L'aimant solénoïdal

Comme cela a été dit précédemment, le détecteur de trace est entouré par un aimant permettant de courber la trajectoire des particules chargées [87]. Il fait 2.7 m de long et a un rayon externe de 71 cm. Il est composé de deux couches supraconductrices en alliage d'aluminium, cuivre, nobium et titane et il fonctionne à une température d'environ 10 K. Il fournit, dans le volume du CFT, un champ de 2 Teslas parallèle à l'axe z et uniforme à 0.5% près. Son épaisseur représente 0.9 longueurs de radiations[1] X_o sous incidence perpendiculaire au faisceau.

3.2.2.4 Performances

Lorsque les informations des SMT et CFT sont combinées, la résolution sur l'impulsion des traces est égale à [88, 86] :

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \sqrt{\left(S \cdot \sqrt{\cosh \eta}\right)^2 + (C \cdot p_T)^2} \tag{3.4}$$

où $S \cdot \sqrt{\cosh \eta}$ est lié aux interactions multiples. Les valeurs mesurées (nominales) sont : $S = 0.015(0.015)$ et $C = 0.0018(0.0014)$. La figure 3.8 montre des résonances reconstruites grâce au détecteur de traces.

3.2.3 Le calorimètre

La fonction d'un calorimètre est de mesurer et de localiser les gerbes créées par les particules qui le traverse. Le calorimètre sert à l'identification des électrons, photons, jets, taus et neutrinos. Il constitue pour ces objets (excepté l'électron) la source principale de mesure de l'énergie. Il peut aussi être utilisé indirectement pour identifier les muons.

Le calorimètre de DØ en lui-même n'a pas subi de modifications entre le Run I et le Run II. Son électronique a par contre été changée pour tenir compte de la réduction du temps entre les croisements de faisceaux.

[1] La définition d'une longueur de radiation est donnée dans la section 3.2.3.1

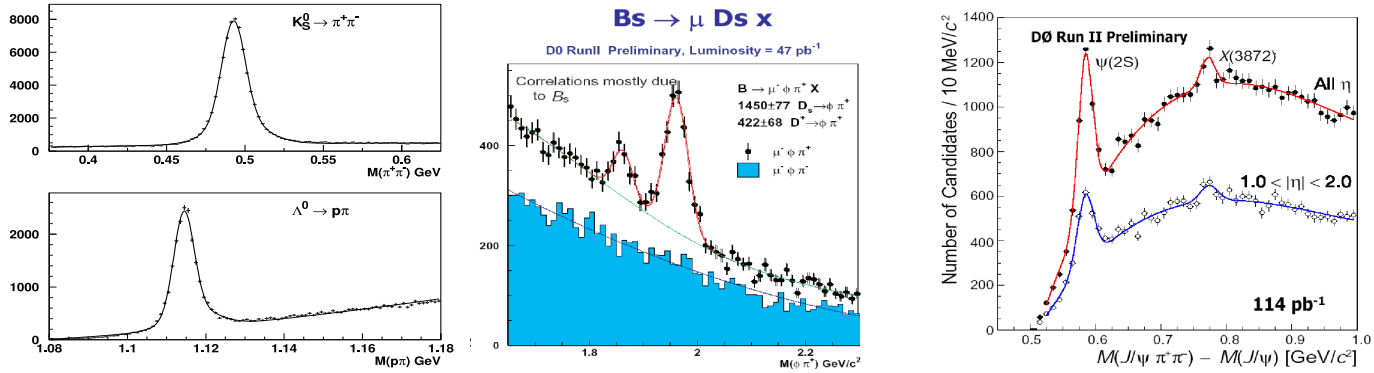


FIG. 3.8 : *Résonances reconstruites avec des particules mesurées par le détecteur de traces : K_s et Λ (à gauche), D_s (au milieu) et $\psi(2s)$ et $X(3872)$ (à droite).*

3.2.3.1 Principe d'un calorimètre

Les mécanismes qui rentrent en jeu lors de la formation d'une gerbe sont très différents suivant la nature de la particule incidente. Les électrons, positons ou photons donnent naissance à des gerbes électromagnétiques. Les hadrons donnent naissance à des gerbes hadroniques.

Formation des gerbes électromagnétiques

Le mécanisme par lequel un électron ou un photon perd de l'énergie lorsqu'il pénètre dans de la matière dépend de son énergie incidente. Un électron de grande énergie perd de l'énergie principalement par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) (voir figure 3.9). Un photon de grande énergie initiale perd de l'énergie principalement par création de paires au voisinage du champ nucléaire (figure 3.10). Ces deux processus s'alimentent mutuellement pour donner naissance à une "avalanche" : le nombre d'électrons et photons de grande énergie augmente et ceux-ci forment une gerbe électromagnétique.

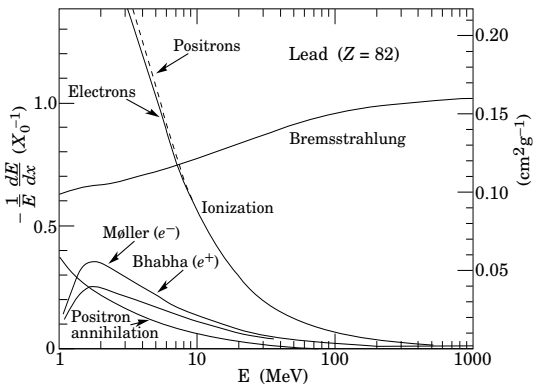


FIG. 3.9 : *Fraction d'énergie perdue par un électron (ou positon) par longueur de radiation dans du plomb en fonction de son énergie initiale [37].*

Le développement longitudinal de la gerbe est gouverné par la longueur de radiation X_o qui est, par définition, la distance au bout de laquelle un électron a perdu $1 - 1/e \approx 63\%$ de son énergie incidente par rayonnement :

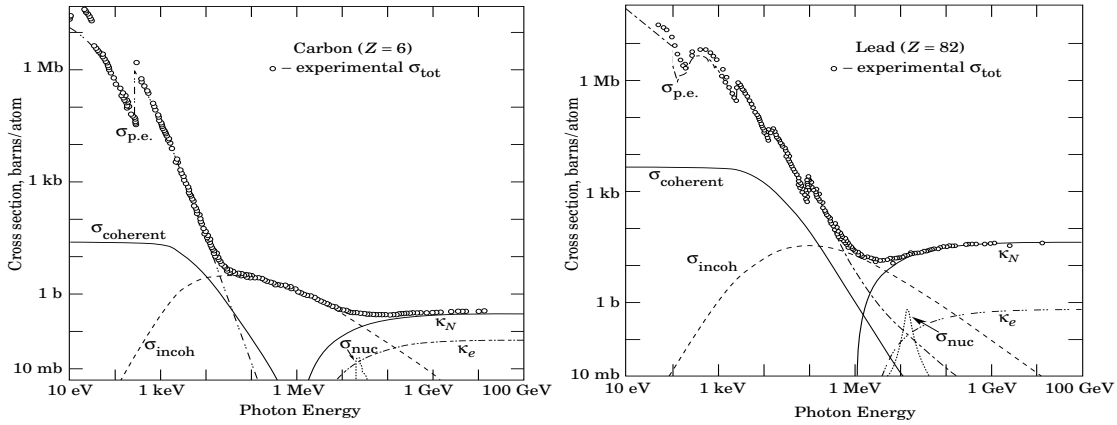


FIG. 3.10 : *Section efficace d'interaction d'un photon se propageant dans du carbone (à gauche) et du plomb (à droite) en fonction de son énergie incidente [37]. Les processus représentés sont : production de paires au voisinage du champ nucléaire (κ_N), production de paires au voisinage du champ électronique(κ_e), effet Compton(σ_{incoh}), diffusion Rayleigh ($\sigma_{coherent}$), effet photoélectrique (éjection d'électrons, absorption de photons) (σ_{pe}).*

$$\frac{dE}{E} = -\frac{dx}{X_o} \tag{3.5}$$

X_o ne dépend que du matériau. Pour le plomb, $X_o \approx 0.56$ cm et pour l'argon liquide, $X_o \approx 14$ cm. En moyenne, 98% de l'énergie de la gerbe se trouve dans 25 X_o.

Le nombre de particules atteint son maximum lorsque les énergies sont telles que le Bremsstrahlung et la création de paires cessent d'être les processus dominants. Les électrons de basse énergie perdent leur énergie surtout par ionisation. L'énergie à laquelle l'ionisation devient plus importante que le Bremsstrahlung est appelé énergie critique E_c (de l'ordre de 10 MeV). Elle permet de paramétrer la longueur dans laquelle est contenue 98% de l'énergie incidente E : $L \approx 3 \ln (E/E_c + a)\, X_o$ (où $a = 0.4$ pour un électron et 1.2 pour un photon [89]).

Le développement transversal de la gerbe est donné par le rayon de Molière [] :

$$R_m = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} X_o \tag{3.6}$$

où X_o et R_m sont en cm et E_c en MeV.

En moyenne 95% de l'énergie de la gerbe est contenu latéralement dans un cylindre de rayon $2R_m$.

Formation des gerbes hadroniques

Les processus physiques entrant en jeu lors de la formation d'une gerbe hadronique sont très différents de ceux qui prévalent pour une gerbe électromagnétique [90]. Ils sont aussi plus nombreux. Les gerbes hadroniques sont pour ces raisons beaucoup plus difficiles à modéliser que les gerbes électromagnétiques.

Lorsqu'un hadron pénètre dans le calorimètre, il interagit avec un noyau du milieu et est ainsi à l'origine de plusieurs pions neutres, pions chargés, protons relativistes ainsi que des fragments de noyaux. Les pions neutres sont à l'origine du développement d'une composante électromagnétique de la gerbe. Les pions chargés et protons relativistes vont interagir à nouveau pour produire le même type de par-

ticules que lors de la première interaction. Les fragments de noyaux n'interagissent en général pas une deuxième fois. Ils déposent leur énergie près de la première interaction. Les neutrons, par exemple, déposent leur énergie par collisions élastique et inélastique. Ils sont finalement capturés par les noyaux du milieu. Les gerbes hadroniques sont caractérisées par le fait qu'une fraction relativement importante de l'énergie déposée n'est pas visible :

- de l'énergie est perdue lorsque par exemple des π ou K se désintègrent en produisant des neutrinos ou des muons qui s'échappent du calorimètre.
- l'énergie dépensée lors de la fission des noyaux ainsi que l'énergie de liaison des noyaux formés est également invisible.

Le développement longitudinal de la gerbe est caractérisé par la longueur d'interaction λ. La probabilité qu'une particule interagisse après avoir traversé une distance x est donnée par :

$$1 - e^{-\frac{x}{\lambda}} \tag{3.7}$$

La longueur d'interaction est en général beaucoup plus grande que X_o, ce qui fait que les gerbes hadroniques sont beaucoup plus étendues dans l'espace que les gerbes électromagnétiques. Leur extension longitudinale augmente comme le logarithme de l'énergie.

Mesure de l'énergie d'une gerbe

Les particules chargées de faible énergie produites lors du développement d'une gerbe électromagnétique ou hadronique sont collectées et permettent de mesurer l'énergie de celle-ci. Il existe deux types de calorimètres :

1. Calorimètres à échantillonnage : des couches d'absorbeur et de milieu actif sont superposées. Le milieu absorbeur est un milieu suffisamment dense pour permettre à la gerbe de se développer. Le milieu actif est ionisé par les particules de faible énergie dans la gerbe. Les charges sont collectées sur des plaques de lecture qui les convertissent en signal électrique. Seules les particules pénétrant dans le milieu actif sont mesurées. Ces types de calorimètre sont caractérisés par le rapport d'échantillonnage :

$$R_{\text{échantillonage}} = \frac{E_{\text{déposé dans matériau actif}}}{E_{\text{total}}} \tag{3.8}$$

   Ce rapport est de l'ordre du rapport en masses des matériaux.

2. Calorimètres homogènes : un seul matériau est utilisé et fait à la fois office de milieu actif et d'absorbeur. C'est par exemple le cas des scintillateurs, qui peuvent être constitués de NaI, $B_4Ge_3O_{12}$, ou verre au plomb. Ce type de calorimètre offre une meilleure résolution en énergie que ceux à échantillonnage (voir section 3.2.3.3). Leur taille doit cependant être plus grande pour que les gerbes soient contenues dans le volume du calorimètre.

3.2.3.2 Le calorimètre de DØ

Le calorimètre de DØ est un calorimètre à échantillonnage. Il est constitué de cellules organisées en couches électromagnétiques ou hadroniques. Une cellule est représentée sur la figure 3.11. L'épaisseur de la plaque d'absorbeur dépend de la position de la cellule dans le calorimètre. L'absorbeur et l'électrode sont espacés de 2.3 mm. Une différence de potentiel de 2 kV entre l'absorbeur et l'électrode (l'absorbeur est connecté à la masse) permet aux électrons issus de l'ionisation de dériver vers l'électrode. Le temps

de dérive est d'environ 450 ns. Le milieu actif est de l'argon liquide. Le milieu absorbant dépend de l'emplacement de la cellule dans le calorimètre.

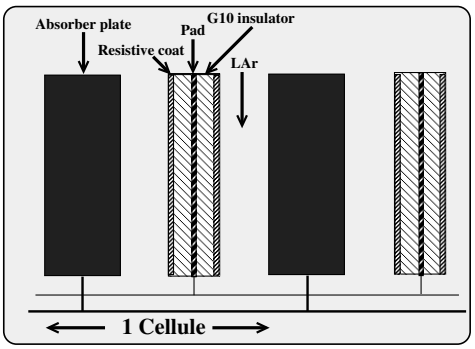


FIG. 3.11 : *Représentation d'une cellule du calorimètre de DØ .*

Une vue du calorimètre dans le plan (r, z) est montrée sur la figure 3.12. Il est constitué de trois grandes parties : une partie centrale (CC) et deux bouchons (EC), couvrant la totalité de l'acceptance en η et φ. Ceci est important surtout pour permettre une mesure précise de l'énergie transverse manquante. Chaque partie est dans un cryostat qui le maintient à 78 K. En terme d'organisation des cellules, les trois modules sont identiques. Les cellules de même η^{det} et φ constituent ce qui est appelé une tour géométrique. Le calorimètre respecte une géométrie pseudo-projective : les centres des cellules d'une même tour géométrique sont alignés avec le centre géométrique du détecteur, c'est-à-dire $(x, y, z) = (0, 0, 0)$, mais les bords des cellules ne pointent pas vers ce point. Les programmes de déclenchement et de reconstruction des objets physiques utilisent les tours comme objets de base. Notons finalement que le calorimètre présente des zones mortes en φ tous les 11° environ qui correspondent aux bords des modules dans lesquels sont placées les cellules (il y a deux cellules en φ par module). Ces zones mortes sont appelées zones non-fiducielles (alors que les zones actives correspondent aux zones fiducielles).

Le calorimètre central (CC)

Les principales caractéristiques du calorimètre central sont reportées dans le tableau 3.2. Il est composé de 4 couches électromagnétiques (EM), 3 couches hadroniques fines (FH) et une couche hadronique grossière (CH).

	EM	FH	CH
Nombre de modules en φ	32	16	16
Nombre de couches	4	3	1
Absorbeur (épaisseur en mm)	Ur (3)	Ur (6)	Cu (46.5)
Longueurs de radiations X_o	≈ 21	≈ 96	≈ 32
Longueurs d'interactions λ_f	0.76	3.2	3.2

TAB. 3.2 : *Caractéristiques du calorimètre central (CC).*

Le développement des gerbes électromagnétiques est maximal à environ 10 X_o, ce qui correspond à la troisième couche électromagnétique (EM3) qui s'étend de 6 X_o à 13 X_o environ. La segmentation dans cette couche est par conséquent élevée : $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.05 \times 0.05$. La segmentation dans le reste du calorimètre central est deux fois moins grande : $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.1$.

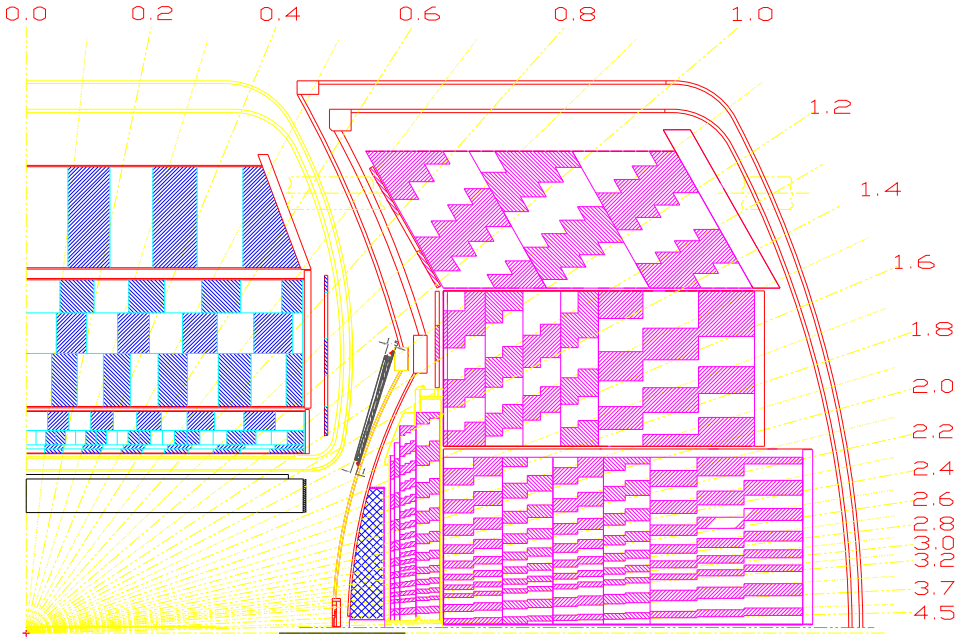


FIG. 3.12 : *Vue d'un quart du calorimètre dans le plan* (r, z).

Les calorimètres bouchons (EC)

La partie électromagnétique des calorimètres bouchons a quasiment la même structure que celle du calorimètre central. Les plaques d'absorbeur en Uranium y sont un peu plus épaisses (4mm) et la granularité change : elle est ramenée à $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.1$ pour la couche EM3 pour $|\eta^{det}|$ supérieur à 2.6 et celle de l'ensemble des cellules est réduite à $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.2 \times 0.2$ au-delà de $|\eta^{det}|$ égal à 3.2. La partie hadronique est faite de trois régions comme le montre la figure 3.12 : interne ou ECIH, moyenne ou ECMH et externe ou EMOH. Les deux premières sont constituées, comme le calorimètre central, d'une partie fine (FH) et d'une partie grossière (CH) alors que la dernière n'a pas de partie fine.

Les principales caractéristiques des calorimètres bouchons sont reportées dans le tableau 3.3.

	EM	IH		MH		OH
		FH	CH	FH	CH	CH
Nombre de modules en φ	1	1	1	16	16	16
Nombre de couches	4	4	1	4	1	1
Absorbeur (épaisseur en mm)	Ur (4)	Ur (6)	Inox (46.5)	Ur (6)	Inox (46.5)	Inox (46.5)
Longueurs de radiations X_o	≈ 21	≈ 122	≈ 32	≈ 115	≈ 38	≈ 65
Longueurs d'interactions λ_f	0.95	4.9	3.6	4	4.1	7

TAB. 3.3 : *Caractéristiques des calorimètres bouchons (EC).*

La région inter-cryostats

Comme le montre la figure 3.12, l'acceptance du calorimètre dans la région inter-cryostat (pour $|\eta^{det}|$ compris entre 1 et 1.4) est réduite. Des couches supplémentaires de détecteur ont donc été ajoutées pour combler ce manque et permettre une reconstruction et une mesure raisonnable de l'énergie dans

cette région [91]. Il y en a de 2 types :

- Les *massless gaps* (MG) : ils se trouvent à l'intérieur des cryostats de la partie centrale et des parties bouchons du calorimètre. Ce sont des plaques de lecture sans absorbeur plongées dans de l'argon liquide.
- Les détecteurs inter-cryostats (ICD) : ils se trouvent entre le cryostat central et les bouchons. Ils sont composés de tuiles de scintillateurs (de taille $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.1$) représentant au total 192 voies de lecture. Ils sont représentés sur la figure 3.13.

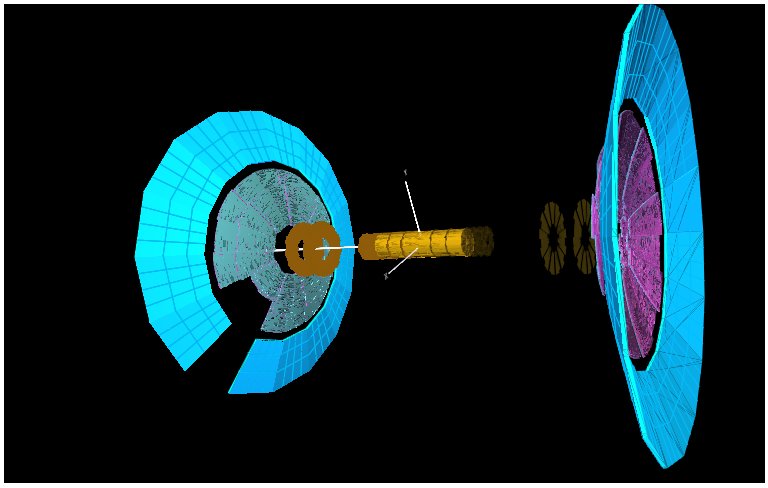


FIG. 3.13 : *Vue à trois dimensions des détecteurs inter-cryostats (anneaux externes), de détecteurs de pieds de gerbes avants (anneaux internes, voir section 3.2.4) et des tonneaux et disques du SMT.*

3.2.3.3 Résolution sur la mesure de l'énergie

L'énergie mesurée est proportionnelle au nombre N de charges recueillies par les électrodes de lecture. Elle fluctue donc comme $\sqrt{N}$. Une autre source de fluctuation de nature statistique pour les calorimètres à échantillonnage, tel celui de DØ , est liée au fait que seules les charges pénétrant dans le milieu actif sont mesurées. Ensuite, tous les effets instrumentaux comme la variation des hautes tensions et les variations de température peuvent jouer un rôle, ainsi que le bruit lié à la radioactivité de l'uranium et le bruit électronique.

L'incertitude sur l'énergie prend la forme :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{S}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{N}{E}\right)^2 + C^2 \tag{3.9}$$

où S (terme de *sampling*) traduit les fluctuations de nature statistique (fluctuation du nombre de charges collectées), N (terme de bruit) provient de l'électronique et de la désintégration des atomes d'uranium et C (terme constant) est dû aux erreurs sur la calibration, aux défauts mécaniques et aux variations d'épaisseur des milieux actifs et absorbants.

D'autres sources viennent dégrader la mesure de l'énergie d'une gerbe hadronique. Celle-ci peut être vue comme la superposition d'une gerbe hadronique pure et d'une gerbe électromagnétique pure. La présence de la composante hadronique pure dégrade la résolution pour deux raisons :

1. fluctuations de la composante purement hadronique : variation du nombre de particules s'échappant du calorimètre (muons, neutrinos), fluctuation des processus nucléaires (rupture des noyaux).
2. rapport $(e/h)_{\text{intrinsèque}}$ différent de 1. La nature très différente des gerbes électromagnétiques et hadroniques pures fait qu'en général la réponse n'est pas la même pour ces deux types de gerbes [92]. La variation de la proportion d'une composante par rapport à l'autre dégrade donc la résolution. Ceci justifie l'effort qui est fait pour réaliser des calorimètres avec $(e/h)_{\text{intrinsèque}} \approx 1$ (on parle de compensation).

   Le rapport $(e/h)_{\text{intrinsèque}}$ était proche de 1 au Run I. Sa valeur n'a pas encore été déterminée précisemment au Run II. En effet, le temps mis pour collecter les charges étant différent pour les composantes électromagnétique et hadronique, ce rapport dépend du temps d'intégration. Comme ce dernier a été réduit au Run II, il pourrait s'en suivre une perte importante de résolution.

Le tableau 3.4 contient les valeurs de S et C obtenues lors des tests en faisceaux effectués avant le Run I (il n'y a pas eu de tests en faisceaux pour le Run II).

Calorimètre central		Calorimètre bouchon	
Électrons	Pions	Électrons	Pions
S = 14.8 %	S = 47.0 %	S = 15.7 %	S = 44.6 %
C = 0.3 %	C = 4.5 %	C = 4.5 %	C = 3.9 %

TAB. 3.4 : *Valeurs de S et C obtenues sur des tests en faisceaux [93].*

3.2.3.4 L'électronique de lecture

L'électronique de lecture du calorimètre est schématisée sur la figure 3.14. Une cellule est représentée par un condensateur dont la capacité varie entre quelques centaines de pF dans les couches électromagnétiques à quelques centaines de nF pour les couches hadroniques. Les charges collectées sur les électrodes de lecture forment un courant électrique qui est amplifié puis mis en forme. Après la mise en forme, le signal a un temps de montée de 320 ns et de descente de 500 ns.

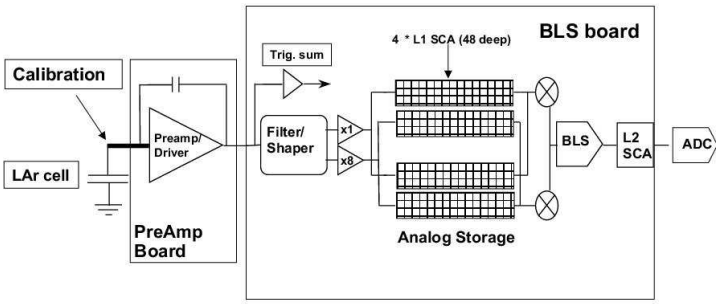


FIG. 3.14 : *Schématisation de l'électronique de lecture du calorimètre.*

Le signal électrique est dédoublé et envoyé vers deux éléments de stockage composés de chaînes de condensateurs appelés SCA (*Switch Capacitor Array*). La première chaîne sauvegarde le signal in-

changé (gain×1) alors que la deuxième le multiplie par un facteur 8 (gain×8) afin d'étendre la gamme dynamique des ADC (pour *Analogic Digital Converter*) de 12 à 15 bits[2]. Il existe en fait deux SCA pour chaque gain, le premier étant utilisé en lecture, le deuxième en écriture. En parallèle, une deuxième mise en forme plus rapide est faite (avec un temps de montée de 150 ns) pour envoyer le signal aux niveaux 1 et 2 du système de déclenchement. En cas de décision positive du niveau 1, un comparateur de tension choisit entre le gain×1 et le gain×8 et envoie le signal vers un BLS (*Base Line Subtractor*). Le BLS soustrait la ligne de base en prenant comme référence le signal enregistré lors du croisement de faisceau précédent (396 ns avant l'interaction considérée).

Après soustraction de la ligne de base, le signal est stocké dans d'autres SCA en attendant la décision du niveau 2. Si la décision est positive, le signal est numérisé par des ADC.

Une carte BLS (voir figure 3.14) traite deux paires de tours géométriques. Chaque BLS est lu par 12 cartes ADC. Les ADC sont eux-mêmes répartis dans 12 "quadrants". Il y a 4 quadrants par cryostat.

Les SCA sont une source de non linéarité dans la réponse de l'électronique à bas courant [94]. Le système de calibration en-ligne permet de paramétrer ces non linéarités et de les corriger au moment de la reconstruction hors-ligne [95]. L'électronique doit aussi être calibrée en temps [96] : le signal doit être échantillonné à son maximum pour que la résolution en énergie soit la meilleure.

3.2.4 Le détecteur de pied de gerbes

L'inclusion de l'aimant solénoïdal a pour effet de faire débuter le développement des gerbes avant l'entrée dans le cryostat du calorimètre. Il s'ensuit une dégradation sur la résolution en énergie des gerbes. Pour cette raison, des détecteurs de pied de gerbes ont été rajoutés afin d'effectuer un premier échantillonage de l'énergie avant le calorimètre. Ils permettent également de discriminer une gerbe hadronique et une gerbe électromagnétique dont les formes sont très différentes.

Un détecteur de pied de gerbes est placé entre le solénoïde et le cryostat dans la partie centrale du détecteur (c'est le CPS montré sur la figure 3.15). Deux autres sont collés sur les cryostats des calorimètres bouchon (ce sont les FPS montrés sur les figures 3.5 et 3.13). Le CPS est à 72 cm du faisceau et couvre la région où $|\eta^{det}|$ est inférieur à 1.2. Il est composé d'un pré-radiateur en plomb et de trois couches de pistes scintillantes finement segmentées. La première est parallèle au faisceau, les deux autres ont des angles de $\pm 23°$ avec celui-ci. Le CPS représente avec le solénoïde 2 longueurs de radiations sous incidence normale. Le FPS est composé d'une couche de plomb entourée de 2 plans de scintillateurs et couvre la région où $|\eta^{det}|$ est supérieur à 1.4 et inférieur à 2.5. Il représente 2 longueurs de radiations. Les fibres scintillantes sont, comme pour le CFT, raccordées à des VLPC qui convertissent la lumière en signal électrique.

La résolution sur la position mesurée par les détecteurs de pied de gerbes est d'environ 1.4 mm pour les électrons.

3.2.5 Le système d'identification des muons

Les muons ont un libre parcours moyen beaucoup plus grand que la taille du détecteur. Ce sont, pour cette raison, les seules particules (avec les neutrinos) capables de traverser le calorimètre. L'épaisseur du calorimètre ne leur fait perdre qu'environ 2 GeV en moyenne. Les muons au-dessus de ce seuil doivent être détectés dans un système placé à l'extérieur du calorimètre. Pour ceci DØ utilise un spectromètre

[2] Un coup d'ADC vaut 7 MeV (54 MeV) en gain×8 (gain×1).

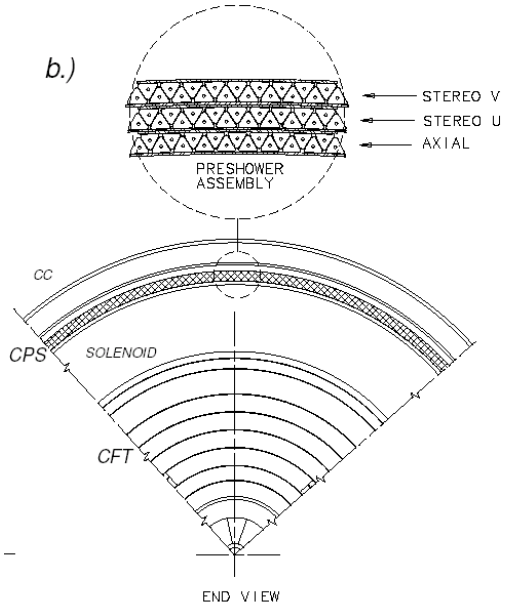


FIG. 3.15 : *Vue dans le plan transverse d'une portion du CFT, du solénoïde et du détecteur de pied de gerbes central (CPS).*

composé de deux parties [97, 98, 99] : le WAMUS (*Wide Angle Muon System*) qui permet de couvrir la partie centrale où $|\eta^{det}|$ est inférieur à 1 et le FAMUS (*Forward Angle Muon System*) qui complète la couverture jusqu'à $|\eta^{det}|$ égal à 2 (voir figures 3.4 et 3.16). Ces deux parties sont constituées, comme au Run I, de trois couches de chambres à tubes proportionnels (PDT, pour *Proportionnal Drift Tube*, dans la partie centrale et MDT, pour *Mini Drift Tube*, dans les parties bouchon) : A, B et C. La couche A (C) est la plus proche (éloignée) du faisceau. Un aimant toroïdal en fer et délivrant un champ magnétique de 1.8 Tesla est placé entre les couches A et B qui sont distantes de 1.4 m. Les PDT sont remplies par un mélange gazeux composé de 80% d'argon, 10% de méthane et 10% de tétrafluorure de carbone. Le temps de dérive maximal des électrons jusqu'à l'anode est de 500 ns. Ce temps est supérieur au temps séparant deux croisements de faisceaux. Les PDT ne peuvent par conséquent pas être utilisés pour le déclenchement (voir section 3.2.6). Pour les MDT, le mélange gazeux est le suivant : 90% de tétrafluorure de carbone et 10% de méthane. Le temps de dérive maximal est de 60ns.

Des couches de scintillateurs ont été ajoutées au Run II. Deux dans la partie centrale (la première sur la face interne de A et la deuxième sur la face externe de C) et trois dans chaque partie bouchon (placées sur les faces intérieures de A, B et C). Ces détecteurs sont utilisés pour le déclenchement.

La résolution sur l'impulsion mesurée dans le spectromètre à muons est donnée par l'équation 3.4 avec $S = 0.18$ et $C = 0.003$. Les facteurs S et C sont différents de ceux obtenus avec le détecteur de traces. Notamment, S est plus grand à cause des interactions multiples dans le fer. Nous utilisons par conséquent, autant que possible, l'information sur l'impulsion mesurée dans le détecteur de traces plutôt que celle mesurée dans le spectromètre à muons. La figure 3.17 illustre les résultats obtenus en combinant les deux systèmes : identification dans le spectromètre à muons et mesure de l'impulsion dans le détecteur de traces. La distribution de la masse invariante $\mu^+\mu^-$ montre très clairement les résonances J/ψ (à gauche) et Z (à droite).

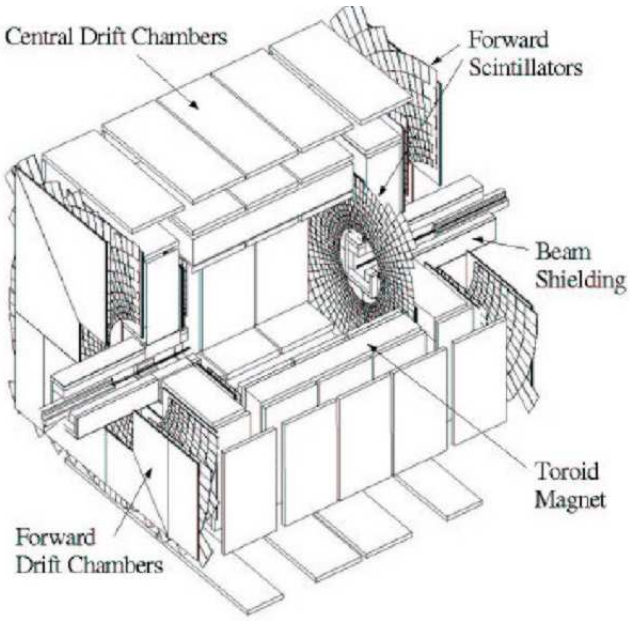


FIG. 3.16 : *Vue à trois dimensions du spectromètre à muons.*

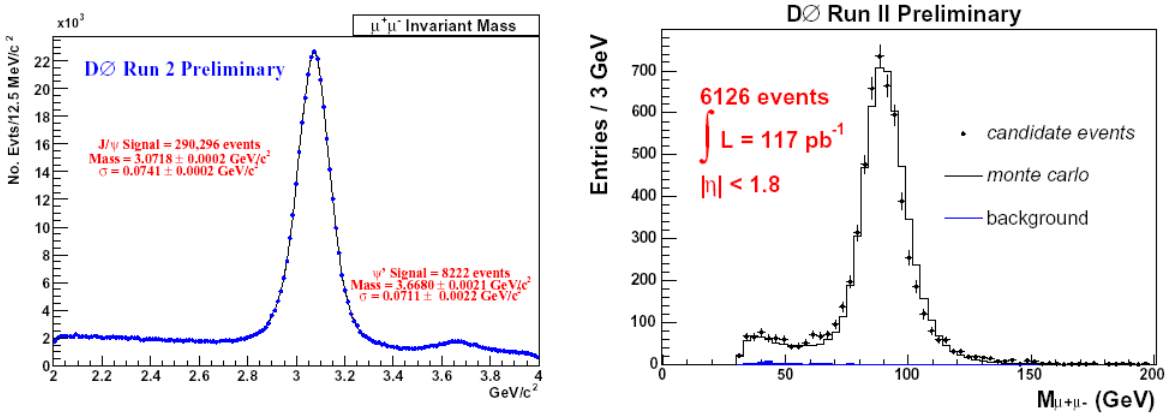


FIG. 3.17 : *Distribution de la masse invariante $\mu^+\mu^-$ en utilisant le spectromètre à muons en association avec le détecteur de traces [100, 101] montrant les résonances J/ψ (à gauche) et Z (à droite).*

3.2.6 Le système de déclenchement

L'intervalle de temps entre deux croisements de faisceaux est de 396 ns ($\approx$ 2.5 MHz). Il est donc difficile, voir impossible, d'enregistrer tous les événements (par événement nous entendons les signaux mesurés dans les détecteurs lorsqu'une collision entre un ou plusieurs protons et antiprotons a eu lieu). De plus, la plupart d'entre eux sont sans intérêt car ils correspondent à des processus déjà connus et/ou étudiés de manière plus précise ailleurs. Des critères de sélection doivent donc être appliqués, lors de la prise de données, afin de n'enregistrer que les événements contenant de l'information intéressante en vue du programme de physique de l'expérience. Cette information comprend le type d'objets produits ainsi que leurs énergies et positions dans l'espace. Le système de déclenchement doit être suffisamment rapide pour traiter tous les évéments produits lors des collisions.

Le système de déclenchement de DØ est organisé en 4 niveaux (voir figure 3.18). Il a été entièrement renouvelé entre le Run I et le Run II du fait de la réduction du temps de croisement.

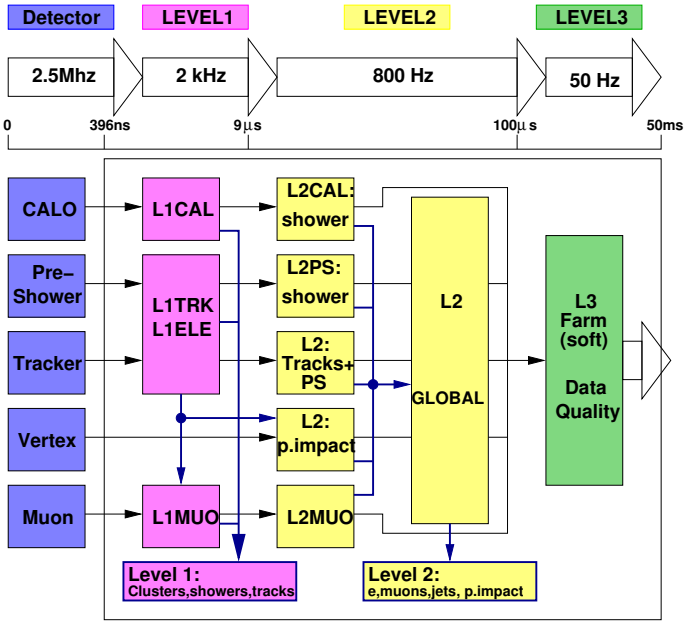


FIG. 3.18 : *Le système de déclenchement de DØ .*

3.2.6.1 Le niveau 0

Lors d'une interaction inélastique, les fragments du proton et de l'antiproton sont émis proche de l'axe des faisceaux. Un événement déclenche le niveau 0 si les détecteurs de luminosité (voir section 3.1.4) mesurent un signal. Les événements passant le niveau 0 sont appelés événements de biais minimum (*minimum bias*). Ils sont alors traités par le niveau 1.

3.2.6.2 Le niveau 1

Le niveau 1 de déclenchement [102] n'utilise aucun algorithme de reconstruction. Il utilise les informations du détecteur à fibres scintillantes (pour l'instant seulement celles des fibres axiales), du détecteur de pied de gerbes, du calorimètre et du détecteur à muons pour prendre une décision. Il applique des coupures très simples sur chaque sous-détecteur et renvoit l'information sous la forme de condition *AND/OR*. Le niveau 1 peut traiter 128 combinaisons de conditions *AND/OR* à chaque collision. Si une des combinaisons donne un résultat positif, l'événement est stocké et est prêt à être traité par le niveau 2. Il existe

des combinaisons qui sont très souvent satisfaites et qui satureraient le niveau 2 si les événements correspondants étaient tous traités. Pour cette raison, un facteur dit de *prescale* est parfois nécessaire, qui permet de n'enregistrer qu'une fraction des événements.

Le taux d'entrée au niveau 1 est de 2.5 MHz et est réduit à 1.2 kHz en sortie[3]. Le temps de décision du niveau 1 est de 4.2 μs.

Le déclenchement calorimétrique de niveau 1 utilise des tours de 0.2×0.2 en $\eta^{det} \times \varphi$. Ces tours, appelées "tours de *trigger*", sont au nombre de 1280 environ. Les parties CH, ICD et MG ne sont pas prises en compte au niveau 1. Les critères visant à sélectionner les électrons utilisent l'énergie recueillie uniquement dans la partie électromagnétique alors que ceux visant à sélectionner les jets utilisent en plus les couches hadroniques. Pour l'instant les conditions correspondent à des critères sur une ou plusieurs tours de triggers alors que les termes correspondant à des critères globaux, obtenus par exemple en sommant l'énergie transverse de toutes les tours dans l'événement, ne sont pas encore disponibles. L'acceptance du calorimètre au niveau 1 s'étend jusqu'à $|\eta^{det}|$ égal à 3.2, celle du détecteur de pied de gerbes jusqu'à $|\eta^{det}|$ égal à 2.5, celle du système à muons jusqu'à $|\eta^{det}|$ égal à 2 et celle du CFT jusqu'à $|\eta^{det}|$ égal à 1.6.

3.2.6.3 Le niveau 2

Le niveau 2 [103] fonctionne en deux étapes :

1. Formation de "pré-objets" : le niveau 2 dispose de l'information recueillie dans tous les sous-détecteurs utilisés au niveau 1, plus celle du SMT. Des pré-processeurs (un pour chaque sous-détecteur) sont utilisés pour reconstruire des "pré-objets" : objets électromagnétiques, jets, dépôts d'énergie dans les détecteurs de pied de gerbes, traces et muons. Chaque pré-processeur fonctionne en parallèle et dispose de 50 μs pour effectuer les reconstructions.
2. Combinaison des "pré-objets" : un processeur global associe les "pré-objets" pour reconstruire des objets physiques et calculer d'autres quantités telles que des masses ou des séparations angulaires. Les critères placés sur ces objets et quantités servent à accepter ou rejeter les événements qui passeront le niveau 2 de déclenchement. Le temps imparti est d'environ 50 μs.

Au total, le niveau 2 dispose de 100 μs pour prendre une décision et réduit le taux d'acceptation à environ 800 Hz.

3.2.6.4 Le niveau 3

Le niveau 3 [104] est le dernier niveau de déclenchement. Une reconstruction partielle des événements y est effectuée. Il n'utilise pas du tout l'information des niveaux 1 et 2. A la différence des deux premiers niveaux qui utilisent un support électronique, le niveau 3 utilise un réseau d'ordinateurs pour reconstruire les événements. Les algorithmes mis en jeu sont complexes et relativement proches de ceux utilisés lors de la reconstruction hors-ligne. Il prend une décision en 50 ms et réduit le taux d'acceptation à 50 Hz. Au delà de cette fréquence, tous les événements ne pourraient pas être traités lors de la reconstruction hors-ligne.

[3] Il a été conçu à l'origine pour accepter les événements avec un taux de 6 kHz. La raison pour laquelle ce taux n'est pas atteint est que le temps de lecture du CFT est trop long. Une réduction du bruit dans ce détecteur pourrait permettre d'atteindre les 2 kHz (comme indiqué sur la figure 3.18).

3.3 Le traitement des données hors-ligne

Un taux d'acquisition après le déclenchement de niveau 3 de 50 Hz représente environ 4 millions d'événements par jour à traiter. Il faut un système performant et optimisé pour pouvoir traiter cette grande quantité de données. Le système de traitement des données (*Data Handling System*) utilisé par DØ est représenté sur la figure 3.19.

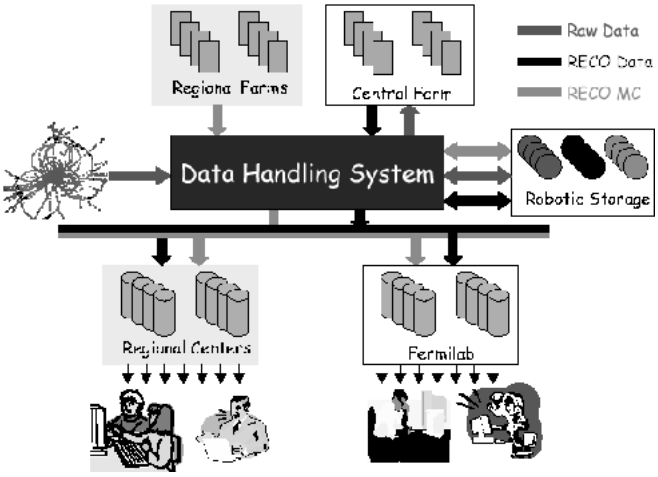


FIG. 3.19 : *Système de traitement des données de DØ .*

Les événements passant le niveau 3 de déclenchement, ainsi que les données simulées, sont enregistrés sous le même format appelé *Raw Data* (les données simulées sont principalement produites par des centres de calcul autre que Fermilab (*Regional Farms*)). Ce format contient tous les signaux bruts (signaux d'électroniques) enregistrés par les sous-détecteurs. Un événement sous format *Raw Data* occupe environ 250 kB pour les données réelles et 200 kB pour les données simulées, la différence venant surtout de l'information sur le déclenchement absente dans la simulation. Les données réelles sont envoyées vers un réseau d'ordinateur (*central farm*) où le programme de reconstruction hors-ligne, `d0reco`, se charge de reconstruire des objets physiques à partir de l'information brute. `d0reco` est décrit dans le paragraphe suivant. Les données *Raw Data* sont également enregistrées sur bandes magnétiques (*Robotic Storage*) par exemple pour être re-reconstruites avec des algorithmes plus performants. Avec `d0reco`, les données sont accessibles sous deux formats : les *Data Summary Tapes* (DST) et les *ThumbNail* (TMB). Les premiers, dont la taille est d'environ 150 kB par événement, contiennent toute l'information nécessaire à tout type d'étude "hors-ligne". Les TMB, dont la taille prévue est de 10 kB par événement, contiennent une partie de l'information des DST sous format condensé. Ils sont la base de toutes les analyses de physique dans DØ [4]. Un format condensé est nécessaire pour des raisons d'espace disque et donc de coût (le nombre d'événements enregistrés par an est de l'ordre d'un milliard, ce qui représente, au format DST, une centaine de Tera Bytes par an). Comme pour les *Raw Data*, les DST et TMB sont enregistrés sur bandes magnétiques.

Les données sur bandes magnétiques sont accessibles grâce au programme SAM (*Sequential data Access via Meta-data*) [106].

3.3.1 Le programme `d0reco`

Le programme de reconstruction hors-ligne de DØ, `d0reco`, permet de passer de l'information brute (*Raw Data*) à l'information physique (DST et TMB). Il procède dans l'ordre suivant :

[4] Pour une description détaillée des TMB, nous renvoyons le lecteur aux références [105].

1. Décodage de l'information brute (*unpacking*) : le programme convertit les signaux électroniques en signaux physiques, applique certains facteurs de calibration, associe les canaux électroniques aux éléments physiques du détecteur. Le regroupement des cellules du calorimètre en tours est effectué à ce stade, ainsi que le regroupement des impacts dans les CFT et SMT par un algorithme de reconnaissance de forme.
2. Reconstruction des traces globales en combinant l'information du CFT et du SMT.
3. Reconstruction des vertex d'interactions en utilisant les traces globales.
4. Application des algorithmes de réduction du bruit et des programmes de corrections des problèmes liés au détecteur.
5. Reconstruction des objets physiques : électrons, photons, jets, taus et muons.

La reconstruction des objets physiques sera décrite dans le chapitre 4. Le traitement du bruit de fond calorimétrique sera décrit dans le chapitre 5.

3.3.2 Le format final de données

Par format final, on parle du format utilisé lors de la dernière étape d'une analyse, c'est-à-dire lorsque figures et résultats numériques sont établis. Les TMB sont, comme il a été dit, la base de toutes les analyses dans DØ . Ils ne sont cependant pas utilisés comme format final d'analyse pour deux raisons :

1. Un programme d'analyse basé sur les TMB dépend d'un grand nombre de librairies. Ceci limite beaucoup la portabilité et maniabilité de tels fichiers.
2. Le temps lié à la décompression d'un TMB est long (environ 0.12 secondes par événement).

Un format de données doit de préférence être portable (c'est-à-dire facilement lisible sur un ordinateur quelconque) et avoir une vitesse d'accès rapide. Ceci est réalisé par le format très répandu ROOT [107]. La première étape d'analyse consiste donc à "convertir" les TMB en fichier ROOT, ou *root-tree*. Ceci n'est pas fait, pour le moment, de manière centralisée au sein de la collaboration. Il existe plusieurs "convertisseurs" produisant des fichiers ROOT très différents dans la structure. Les deux plus répandus sont appelés *tmb_tree* [108] et *top_tree*. Ce dernier, utilisé dans cette thèse et en général dans toutes les analyses sur le quark top, sera décrit brièvement dans la section 3.4.

Un format ROOT commun (appelé CAF, pour *Common Analysis Format*) a récemment été créé [109] afin d'éviter la multiplication des efforts et d'assurer une cohérence dans le traitement des objets.

3.4 Le programme `top_analyze`

La "conversion" des TMB en *root-tree* est réalisée, pour le groupe *Top Quark*, grâce au programme `top_analyze` [170]. Le développement de `top_analyze` a constitué une partie importante de cette thèse. Une description succinte du logiciel est donnée dans cette partie.

L'objectif premier de `top_analyze` est de créer des *root-tree*, appelés *top_tree*, contenant toute l'information nécessaire aux analyses portant sur l'étude du quark top : mesure de section efficace de production $t\bar{t}$, recherche du *single top* et mesure des propriétés du top (masse, hélicité, charge, etc ...). Ceci regroupe les informations sur les événements, les objets physiques, le déclenchement et les particules générées pour les fichiers simulés. Pour permettre aux analyses de rejeter les événements affectés par les bruits discutés en 5.2.2, `top_analyze` fait appel au logiciel permettant d'identifier ces bruits. En résumé, le *top_tree* contient les informations relatives aux :

- Événements : numéro de run, numéro d'événement, numéro de bloc de luminosité, variables indiquant la présence de bruit dans le calorimètre, polarisation du solénoïde, etc...
- Objets physiques : traces, vertex, électrons, jets, muons, taus, énergie transverse manquante et particules simulées.
- Déclenchement : critères de déclenchement des niveaux 1, 2 et 3 et objets électromagnétiques, jets, traces et muons pour chacun de ces trois niveaux.

Afin de produire des *root-tree* analysables facilement et rapidement, `top_analyze` réalise un certain nombre d'étapes d'analyse comme la correction en énergie des jets (voir section 4.14 du chapitre 4), l'application des coupures d'identification sur les objets décrites dans le chapitre 4, le calcul de l'énergie transverse manquante (voir section 4.7) et le calcul de variables topologiques de l'événement. Les dégradations artificielles sur la résolution des objets et sur l'efficacité de reconstruction des jets simulés (voir chapitre 4) sont également réalisées par `top_analyze`. Un nombre important d'analyses utilise l'étiquetage des jets de b comme technique pour augmenter le rapport signal/bruit. Pour cette raison, `top_analyze` fait appel aux programmes d'étiquetage des jets de b (à part pour l'étiquetage par identification des muons dans les jets qui est fait dans `top_analyze` même) et stocke l'information correspondante dans le *top_tree*.

Les analyses portant sur le quark top s'intéressent à une grande quantité d'états finals : dilepton (ee, $e\mu$, $\mu\mu$), lepton+jets (e+jets, μ+jets) et jets uniquement. `top_analyze` possède pour cette raison différentes définitions de sélection d'événements permettant de n'écrire dans le *top_tree* que les événements intéressants pour chacune de ces analyses.

`top_analyze` était, à ses débuts (c'est-à-dire au printemps 2003), utilisé de manière assez désorganisée pour les différentes analyses : il n'existait pas de version commune utilisable par tout le monde en même temps et il était souvent nécessaire de construire des versions "privées" du programme pour l'adapter à ses propres besoins. Ceci avait pour conséquence une perte de temps et une duplication importante d'efforts. Il fallait donc apporter des modifications majeures au programme pour qu'il puisse être utilisé pour produire les *root-tree* de manière centralisée. Ainsi toutes les analyses sont cohérentes et les données ne sont reconstruites qu'une fois pour tout le groupe.

En plus de ces soucis d'uniformité et de cohérence entre les différentes analyses, nous devions faire face à d'autres difficultés pour permettre aux analyses d'être les plus performantes possible. En effet, nous voulions corriger un certain nombre de problèmes affectant les données (par exemple le problème du "bruit cohérent" ou celui de la "tour 2", voir chapitre 5) et nous voulions également utiliser les dernières avancées au niveau de la reconstruction comme le traitement CH dans la reconstruction des jets ou encore l'algorithme T42 (voir chapitre 5). Il a donc fallu améliorer `top_analyze` pour qu'il puisse appliquer ces algorithmes et reconstruire les objets calorimétriques à partir des fichiers *ThumbNail*. Ces développements ont été apportés durant l'automne 2003, ce qui a permis de produire les *top_tree* communs à toute les analyses sur le top pour les conférences de l'hiver 2004. `top_analyze` est encore à ce jour le programme utilisé et ce travail de thèse a été réalisé avec une de ses versions appelée Stradivarius [170].

Notons finalement que `top_analyze` n'est pas utilisé uniquement pour les analyses portant sur le quark top mais aussi pour des analyses portant sur la recherche du boson de Higgs et de phénomènes au-delà du modèle standard. Il est également utilisé dans un nombre important d'études portant sur l'identification des objets (le *top_tree* contient des branches spéciales dans lesquelles sont stockées des variables utiles pour de telles études).

3.5 La simulation du dispositif expérimental

Les événements simulés sont traités par une chaîne de simulation du dispositif expérimental qui comprend deux étapes :

1. Simulation de la réponse du détecteur. Le programme utilisé s'appelle `dØgstar` et utilise `GEANT3`. Il simule le passage des particules dans les sous-détecteurs.
2. Numérisation, addition des bruits non physiques et de l'événement sous-jacent par le programme `dØsim`. Dans un premier temps, les signaux simulés dans chaque sous-détecteur sont numérisés. Dans un deuxième temps, les bruits dans le calorimètre (dûs à l'électronique et à l'uranium), le détecteur de traces et le détecteur de muons ainsi que l'événement sous-jacent sont superposés aux signaux provenant de l'interaction dure.

Il existe en plus un programme, appelé `d0trigsim`, permettant la simulation du déclenchement [110]. Cependant, celui-ci ne reproduit pas encore suffisamment bien le système réel et une autre technique est utilisée pour prendre en compte les efficacités de déclenchement au niveau de l'analyse. Celle-ci sera décrite dans le chapitre 6.

3.6 Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre l'environnement expérimental de cette thèse, en partant de la création des faisceaux de protons et antiprotons pour finir avec le traitement des données recueillies par le détecteur DØ .

Le Tevatron permet d'accélérer des paquets de protons et antiprotons jusqu'à une énergie de 1.96 TeV dans le centre de masse. Ces paquets se croisent en deux endroits où sont placés les détecteurs DØ et CDF.

Le détecteur DØ est composé de plusieurs sous-détecteurs et d'un système de déclenchement qui possèdent les caractéristiques et les qualités nécessaires pour entreprendre la recherche du *single top* :

- Un détecteur de vertex en silicium permettant la mesure de la position du vertex primaire et des vertex secondaires avec une précision excellente. Nous utilisons ce détecteur pour l'étiquetage des jets de b.
- Un détecteur de traces à fibres scintillantes permettant la mesure précise de l'impulsion des électrons et la construction d'objets comme des jets de traces par exemple.
- Un calorimètre finement segmenté permettant une bonne identification des électrons et des jets ainsi qu'une mesure précise de l'énergie transverse manquante.
- Un spectromètre à muons que nous utilisons pour identifier les muons provenant de la désintégration des mésons beaux à l'intérieur des jets de b.

Chapitre 4

Reconstruction et traitement des objets physiques

Ce chapitre est consacré à la description des objets physiques utilisés dans les études présentées dans le chapitre 5 et dans l'analyse présentée dans les chapitres 6 et 7. La reconstruction des traces et des vertex est tout d'abord décrite. La reconstruction des muons est exposée dans la troisième partie. Enfin, les trois dernières parties sont consacrées à une description de la reconstruction et de l'identification des objets calorimétriques : électrons, jets et énergie transverse manquante. La reconstruction des jets, qui a fait l'objet d'un effort important durant ce travail de thèse, est décrite de façon approfondie.

4.1 Les traces

Trois algorithmes sont utilisés pour la reconstruction des traces : le *Histogram Track Finder* [111], le *AATrack Finder* [112] et le *Global Track Finder* [113]. Les deux premiers sont les algorithmes de reconstruction à proprement parler : ils prennent en entrée les impacts dans le CFT et dans le SMT et par un ajustement de Kalman ils en déduisent des traces [114]. Chaque trace est ensuite ajustée de manière précise avec une prise en compte des matériaux et une utilisation de la carte de champ magnétique par le *Global Track Finder*. Trois régions sont à distinguer lors de la reconstruction des traces :

$\|\eta\| < 1.7$	:	les informations du CFT et du SMT sont utilisées. Les traces possèdent dans cette région au maximum 16 impacts dans le CFT.
$1.7 \leq \|\eta\| \leq 2$	:	dans cette région le nombre d'impacts dans le CFT est plus faible (entre 8 et 15).
$\|\eta\| > 2$	:	seuls les impacts dans le SMT sont utilisés dans cette région.

La reconstruction des traces s'effectue tout d'abord sans information sur le vertex, puisque celui-ci est déterminé grâce à la position des traces (voir section 4.2). Dans ce premier passage, les paramètres des traces sont calculés par rapport au centre géométrique du détecteur. Une fois le vertex déterminé, les traces sont ajustées par rapport à celui-ci. Les figures 4.1 et 4.2 montrent respectivement les efficacités de reconstruction et de mauvaise identification des traces[115].

4.2 Les vertex

Une reconstruction précise de la position du vertex primaire est indispensable car elle est utilisée pour calculer les composantes suivant x, y et z de l'impulsion des cellules du calorimètre (voir section 4.4). Une mauvaise reconstruction du vertex détériore donc la mesure de l'énergie transverse et de la po-

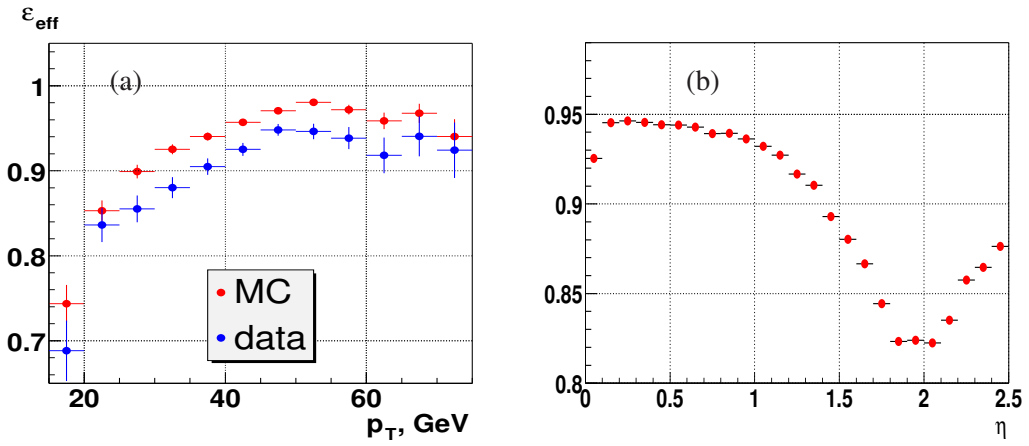


FIG. 4.1 : *Efficacité de reconstruction des traces en fonction de l'impulsion transverse dans des événements $Z \to \mu^+\mu^-$ réels et simulés (a) et en fonction de η dans des événements QCD simulés (b) [115].*

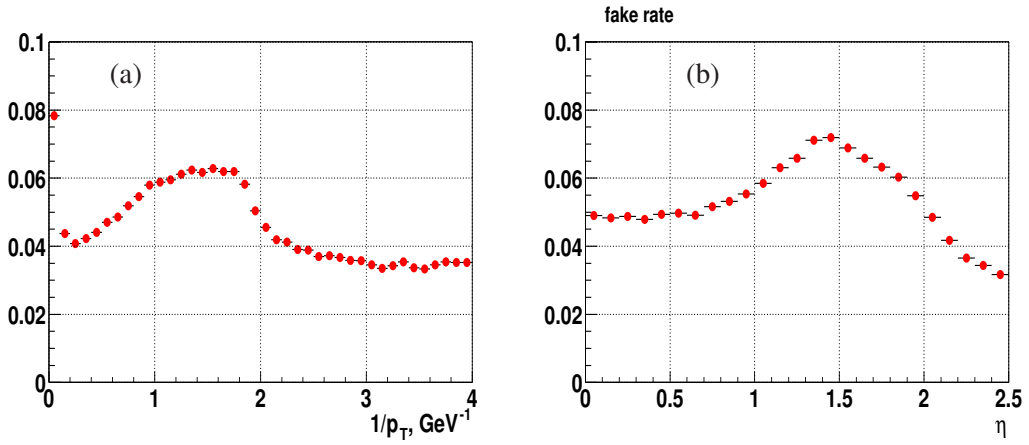


FIG. 4.2 : *Taux de mauvaise identification des traces dans des événements QCD simulés en fonction de $1/p_T$ (a) et η (b) [115].*

sition des jets, électrons, photons et taus. De plus, la fausse énergie transverse ainsi créée sera propagée à l'énergie transverse manquante et rendra cette variable sans signification physique. Le vertex primaire est également utilisé par les algorithmes d'étiquetage des jets de b qui recherchent des traces à grand paramètre d'impact. Pour ceci, il faut que la position du vertex primaire soit connue avec une grande précision.

Une description détaillée de l'algorithme de reconstruction du vertex et de ses performances est faite dans [116]. Cet algorithme procède en deux étapes :

1. Recherche de la position dans l'espace minimisant un χ^2 construit avec les paramètres d'impacts des traces (calculés par rapport au centre géométrique du détecteur). Les traces apportant la plus grande contribution au χ^2 sont ensuite rejetées et ce jusqu'à ce que le χ^2 soit inférieur à un certain seuil. La procédure reprend en utilisant en entrée la liste des traces rejetées. Les positions trouvées correspondent à des vertex préliminaires.

2. La procédure est la même à ceci près que les paramètres d'impacts (IP) sont calculés par rapport aux vertex trouvés lors de la première étape plutôt que par rapport au centre géométrique. Des critères plus stricts sur les traces sont appliqués lors de ce "deuxième passage" : impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV/c, nombre d'impacts dans le SMT supérieur ou égal à 2 et $\frac{IP}{\sigma_{IP}}$ inférieur ou égal à 5.

La liste des vertex ainsi obtenue est une liste de vertex primaires possibles. Il peut y en avoir deux ou plus car plusieurs interactions peuvent avoir lieu lors d'un croisement de faisceaux. Afin de sélectionner celui correspondant à l'interaction dure considérée, une sélection probabiliste est effectuée. La méthode utilisée est décrite en détail dans [117]. Elle consiste à calculer, pour chaque vertex, la probabilité qu'il corresponde à un événement de biais minimum. Le vertex primaire de l'événement principal est, par définition, celui ayant la plus petite probabilité.

L'efficacité de reconstruction du vertex primaire est déterminée sur des événements $Z \to \mu\mu$. Le vertex formé par les traces des deux muons est comparé à celui trouvé par la méthode décrite ci-dessus. Ils coïncident s'ils satisfont Δz inférieur à 1 cm. Les efficacités dans les données réelles et simulées sont données sur la figure 4.3 en fonction de la position sur l'axe z. La résolution sur la position du vertex primaire est d'environ 35 μm dans le plan transverse et de 100 μm suivant z [116].

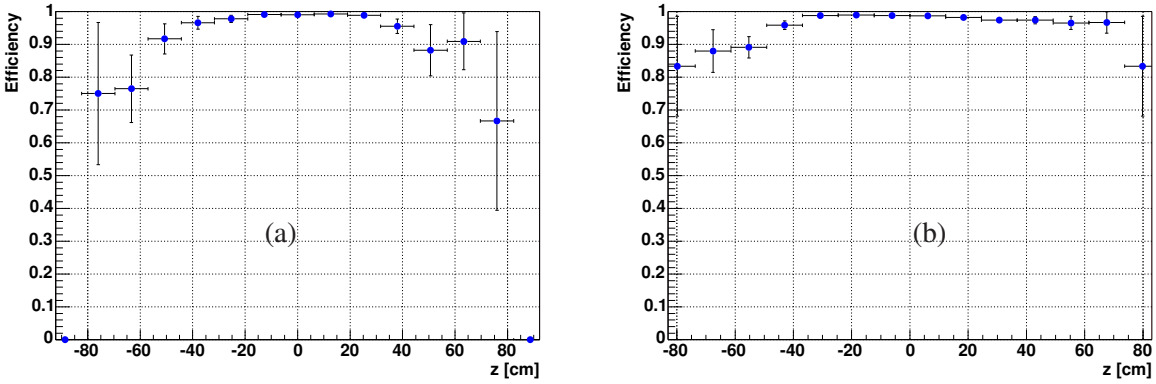


FIG. 4.3 : *Efficacité de reconstruction du vertex primaire dans les données réelles (a) et simulées (b) déterminée sur des événements $Z \to \mu^+\mu^-$.*

4.3 Les muons

4.3.1 Reconstruction

Les muons peuvent créer un signal dans trois sous-détecteurs : le détecteur de traces, le calorimètre et le détecteur à muons. Seuls le spectromètre à muons et le détecteur de traces sont utilisés pour identifier les muons. Le calorimètre n'est pour l'instant utilisé que pour déterminer des efficacités. La première étape consiste à reconstruire un muon "local", c'est-à-dire à l'aide du détecteur de muons uniquement. Les impacts mesurés dans les chambres à dérives et scintillateurs sont combinés pour former des segments. Les segments sont plus ou moins longs suivant le nombre de couches (A, B et C) (voir section 3.2.5) qui ont été touchées. L'algorithme commence par former des segments BC et cherche ensuite à combiner ceux-ci aux impacts dans A. Il peut donc y avoir des segments A seulement, BC seulement ou A et BC. Trois niveaux de qualité "locale" sont à distinguer : *loose*, *medium* et *tight* [119]. L'ana-

lyse présentée dans cette thèse utilise le critère *medium*, pour lequel les conditions suivantes doivent être vérifiées :

- au moins un impact dans la couche A des chambres à dérives.
- au moins un impact dans la couche A des scintillateurs.
- au moins deux impacts dans les couches BC des chambres à dérives.
- au moins deux impacts dans les couches BC des scintillateurs.

Les muons locaux sont dans un deuxième temps associés aux traces reconstruites dans le SMT et CFT. En effet, l'impulsion mesurée dans le détecteur de traces est plus précise (voir section 3.2.5). Dans les analyses recherchant des muons isolés on requiert en général obligatoirement la présence d'une trace. Dans l'analyse présentée dans les chapitre 6 et 7, les muons recherchés ne sont pas isolés car produits à l'intérieur des jets. Afin d'augmenter l'efficacité d'identification, aucune trace associée n'est par conséquent requise. Cependant, lorsqu'il y en a une, c'est l'impulsion mesurée dans le détecteur de trace qui est utilisée plutôt que celle mesurée par le détecteur de muons.

L'efficacité de reconstruction des muons (voir figure 4.4) est la même dans les données réelles que dans les données simulées, aux incertitudes près [120]. Par conséquent, aucun facteur correctif n'est appliqué, contrairement au cas des électrons et des jets.

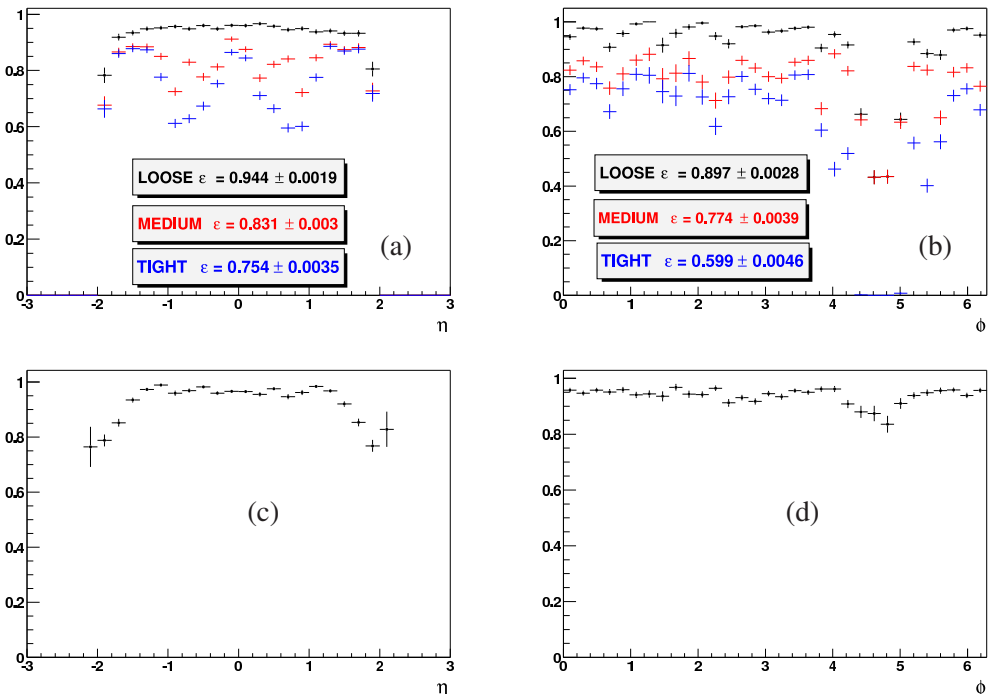


FIG. 4.4 : *Efficacité de reconstruction des muons en fonction de η (a) et de φ (b) et efficacité d'association avec une trace en fonction de η (c) et de φ (d) déterminées sur des événements réels $Z \to \mu^+\mu^-$.*

4.3.2 Résolution en énergie

La résolution des muons est déterminée sur des événements $Z \to \mu^+\mu^-$ pour les données simulées ainsi que pour les données réelles. La figure 4.5 montre la résonance du Z dans les deux cas. La différence

sur la position et sur la résolution du pic du Z peut être corrigée en recalculant l'impulsion transverse des muons simulés de la manière suivante :

$$\frac{1}{p_{T'}} = \frac{1}{\alpha.p_T} + \xi \tag{4.1}$$

où α est un facteur d'échelle et ξ un nombre aléatoire tiré suivant une distribution gaussienne centrée sur 0. α et la largeur de la gaussienne σ_ξ sont déterminés en maximisant la probabilité de Kolmogorov-Smirnov entre les deux distributions [120]. Les valeurs donnant le meilleur résultat sont :

$$|\eta| < 1.62 \quad : \quad \alpha = 0.991 \text{ et } \sigma_\xi = 0.0023\ c/\text{GeV}$$
$$|\eta| > 1.62 \quad : \quad \alpha = 0.999 \text{ et } \sigma_\xi = 0.0047\ c/\text{GeV}$$

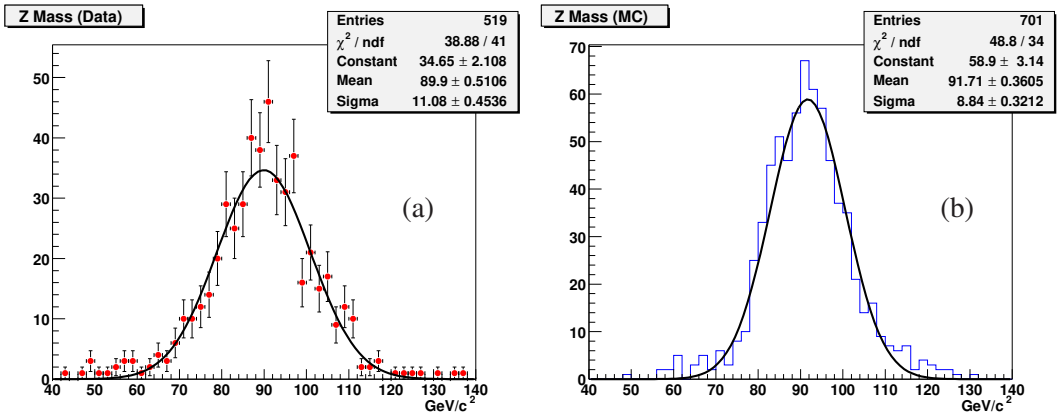


FIG. 4.5 : *Masse invariante de la paire $\mu^+\mu^-$ venant de la désintégration du Z sur les données réelles (a) et sur les données simulées (b) pour des muons de qualité medium.*

4.4 Les tours physiques : objets de base pour les algorithmes d'identification calorimétrique

Les objet de base dans le calorimètre sont les cellules. Elles sont par définition sans masse : $p_{cell} = (E_{cell}, \mathbf{p}_{cell})$ où E_{cell} est l'énergie mesurée et $|\mathbf{p}_{cell}|^2$ un tri-vecteur de norme E_{cell} dont la direction est définie par le vertex primaire d'interaction et le centre de la cellule. Une tour "physique" est construite pour chaque tour "géométrique" (voir section 3.2.3.2) contenant au moins une cellule passant les traitements décrits dans le chapitre 5. Sa quadri-impulsion est obtenue par le *E-scheme* [121] :

$$p^{\text{tour}} = (E^{\text{tour}}, \mathbf{p}^{\text{tour}}) = \sum_{i=\text{cellules dans la tour}} (E^i, \mathbf{p}^i) \tag{4.2}$$

Ce choix à pour conséquence de produire des tours de masse non nulle, positive ou négative (une tour peut avoir une masse négative lorsqu'elle contient une ou plusieurs cellules d'énergie négative). Comme nous le verrons dans le chapitre 5, l'algorithme T42 supprime les cellules d'énergie négative, il ne reste donc que des tours de masse positive.

Les tours physiques sont les objets de base utilisés pour la reconstruction des électrons et des jets.

Dans la suite du manuscrit, nous emploierons simplement le terme tours pour désigner les tours physiques.

4.5 Les électrons

4.5.1 Reconstruction

Les amas d'énergie dans le calorimètre venant du passage d'un électron ou d'un photon sont reconstruits à l'aide d'algorithmes simples. La procédure est différente dans le calorimètre central et dans les bouchons. Dans le calorimètre central, la première étape consiste à chercher avec un algorithme *Simple Cone* (voir section 4.6.1.4) de rayon 0.4 en ΔR[1] la position des dépôts d'énergie dans le détecteur. Ces positions sont appelées "graines". La deuxième et dernière étape consiste à regrouper les tours qui sont dans un cône de rayon $\Delta R = 0.2$ autour de chaque graine. Chaque groupement de tours est un candidat électromagnétique. Les tours utilisées durant la reconstruction sont constituées de toutes les cellules, aussi bien électromagnétiques que hadroniques fines ou grossières. Ce n'est qu'au moment du calcul des variables caractérisant les amas que seules les couches électromagnétiques (ainsi que la couche FH1) sont utilisées. Dans les bouchons, les amas sont constitués des cellules distantes de moins de 10 cm dans le plan transverse d'une cellule graine. Ces techniques permettent de reconstruire des électrons isolés ayant plus de 15 GeV. Les électrons de plus basse énergie et ceux présents à l'intérieur des jets sont reconstruits à l'aide d'un algorithme différent (la méthode de la route) qui ne sera pas décrit ici [122].

4.5.2 Correction en énergie

L'énergie mesurée des amas électromagnétiques doit être corrigée afin de remonter à l'énergie initiale de l'électron. Pour ceci, une correction dite géométrique déterminée à partir de la simulation est appliquée [123]. Elle prend en compte la perte d'énergie dans les matériaux morts en fonction de la position dans le calorimètre. Une correction d'échelle d'énergie, déterminée grâce à des électrons venant de Z, doit aussi être appliquée [124].

4.5.3 Résolution

La distribution de la masse invariante de la paire e^+e^- provenant de la désintégration du Z montre que la simulation ne reproduit pas les données réelles aussi bien en échelle d'énergie qu'en résolution (voir figure 4.6). Un facteur d'échelle ainsi qu'une dégradation artificielle de la résolution doivent donc être appliqués à l'énergie des électrons simulés [125] :

$$E\prime = E \times [\alpha + \xi_1 = Gauss(0, \sigma = \alpha c) + \xi_2 = Gauss(0, \sigma = s\sqrt{\alpha/E}) + \xi_3 = Gauss(0, \sigma = n/E)] \tag{4.3}$$

où α est le facteur d'échelle et ξ_1, ξ_2 et ξ_3 sont des nombres obtenus par tirage d'une variable aléatoire suivant une distribution gaussienne de moyenne 0 et de largeur σ. En pratique, le terme $\sigma = \alpha c$ est suffisant pour obtenir une résolution dans la simulation comparable à la résolution dans les données réelles. Les valeurs de α et c sont données dans la table 4.1 pour des électrons se trouvant dans ou hors du volume fiduciel.

La résolution sur les électrons est déterminée avec des événements simulés en comparant l'énergie engendrée à l'énergie reconstruite, après avoir appliqué les facteurs de la table 4.1. Ceci étant fait sur des électrons de relativement haute énergie, les ajustements ne sont pas sensibles au terme de bruit. Les termes constants et d'échantillonnage (voir formule 3.9) sont donnés dans la table 4.2.

[1] $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\varphi)^2}$.

	α	c
dans le volume fiduciel	1.003 ± 0.001	0.045 ± 0.004
hors du volume fiduciel	0.950 ± 0.011	0.115 ± 0.009

TAB. 4.1 : *Facteur correctif appliqué sur les électrons simulés.*

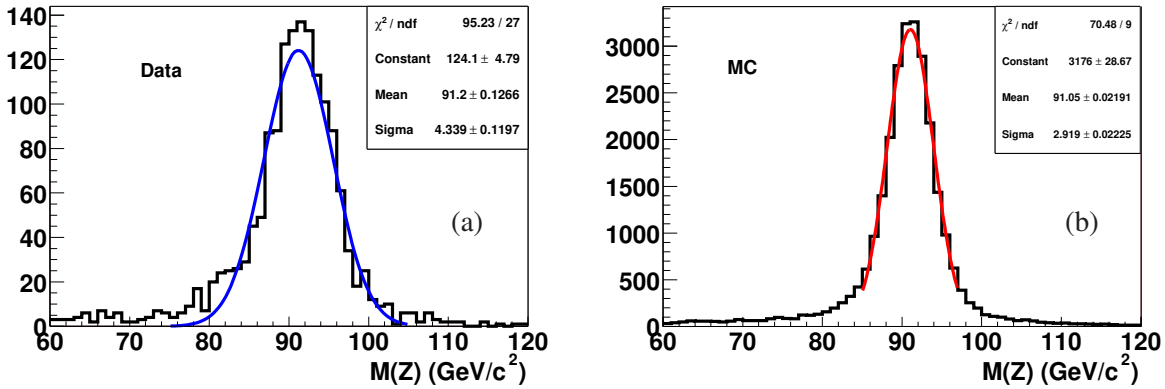


FIG. 4.6 : *Masse invariante de la paire e^+e^- provenant de la désintégration du Z dans les données réelles (a) et simulées (b).*

	terme constant C	terme d'échantillonnage S (GeV)
dans volume fiduciel	0.0439 ± 0.0002	0.224 ± 0.002
hors du volume fiduciel	0.112 ± 0.001	0.385 ± 0.013

TAB. 4.2 : *Valeur du terme constant et du terme d'échantillonnage pour la résolution des électrons reconstruits à l'intérieur ou à l'extérieur du volume fiduciel dans le calorimètre.*

4.5.4 Identification

Les hadrons créés lors de la fragmentation d'un jet ou de la désintégration d'un tau peuvent produire des gerbes qui sont très souvent reconstruites par l'algorithme décrit en 4.5.1. Afin de rejeter les candidats qui ressemblent le moins à des objet électromagnétiques nous utilisons les variables discriminantes suivantes sur lesquelles sont appliquées des coupures appelées EMID [126] :

- **Fraction électromagnétique** (emf)
  emf est la fraction d'énergie de l'amas contenue dans les couches électromagnétiques du calorimètre.
  Le critère requis est : $emf > 0.90$.
- **Isolation** (iso)
  L'isolation est définie comme ceci :

$$iso = \frac{E_{\text{tot}}(\Delta R < 0.4) - E_{\text{EM}}(\Delta R < 0.2)}{E_{\text{EM}}(\Delta R < 0.2)} \tag{4.4}$$

où $E_{\rm tot}$ ($E_{\rm EM}$) est l'énergie totale (électromagnétique) des tours se trouvant à moins de 0.4 (0.2) en ΔR du candidat.
La coupure appliquée est : $iso < 0.15$.

- **Matrice $\boldsymbol{H}$ ($\boldsymbol{H_{matrix}}$).**
Les gerbes électromagnétiques ont une forme différente des gerbes hadroniques. Afin de distinguer ces deux types de gerbes, un χ^2 est calculé à partir de l'inverse de la matrice de covariance (matrice H) construite avec 7 variables décrivant la forme de la gerbe : fractions d'énergie déposées dans les quatre couches électromagnétiques, largeur de la gerbe suivant z, largeur de la gerbe en φ et position en z du vertex. La matrice de covariance est donnée, pour un échantillon de N électrons simulés, par :

$$M_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{N} \left(x_i^n - \bar{x}_i\right) \left(x_j^n - \bar{x}_j\right) \tag{4.5}$$

où x_i^n est la valeur de la variable i pour la particule n et $\bar{x}_j$ la valeur moyenne de la variable i. Le χ^2 de la matrice H est défini par :

$$\chi^2_H = \sum_{i,j=1}^{7} \left(x_i - \bar{x}_i\right) M_{ij}^{-1} \left(x_j - \bar{x}_j\right) \tag{4.6}$$

Les candidats électromagnétiques sont sélectionnés en demandant : $\chi^2_H < 50$.

Il existe aussi une matrice H construite à partir des 7 variables données ci-dessus plus une variable correspondant à la largeur de la gerbe suivant η. Cette variable étant relativement mal décrite par la simulation, la matrice H à 8 variables est moins performante que celle à 7 variables. L'analyse présentée dans les chapitres 6 et 7 utilise la matrice H à 7 variables. Les études présentées dans le chapitre 5, plus anciennes, utilisent la matrice H à 8 variables.

Les photons sont rejetés en demandant que les amas passant les coupures EMID soient associés à une trace d'impulsion transverse supérieure à 1.5 GeV/c :

$$|\Delta\varphi(\text{amas,trace})| < 0.05 \ , \ \ |\Delta\eta(\text{amas,trace})| < 0.05 \tag{4.7}$$

Les coordonnées de la trace et de l'amas sont déterminées au niveau de la troisième couche électromagnétique.

Les candidats passant les critères précédents et associés à une trace sont dits "relachés" (*loose*). Comme nous le verrons dans le chapitre 6, un lot sur lequel uniquement les critères *loose* sont appliqués n'est pas très pur. En effet, les processus tels que la production de π^0 dans un jet, l'échange de charge dans le calorimètre ($n + \pi^+ \to p + \pi^0$) ou les désintégrations $K_s^0 \to \pi^+\pi^-$, $\eta \to 2\gamma$ ou $3\pi^0$ peuvent créer des jets très électromagnétiques. Les sections efficaces des processus QCD étant très grandes, un nombre important de jets passe les coupures *loose*. Une variable de vraisemblance, $\mathcal{L}^{EM}$, est par conséquent construite afin de mieux rejeter les jets [127, 128]. Les variables présentant le plus grand pouvoir séparateur sont :

- emf
- H_{matrix}
- E_T/p_T où E_T est l'énergie mesurée dans le calorimètre et p_T l'impulsion mesurée dans le détecteur de trace.

- $Prob\left(\chi^2_{spacial}(\text{EM-trace})\right)$ avec $\chi^2_{spacial}(\text{EM-trace}) = \left(\frac{\delta\varphi}{\sigma_\varphi}\right)^2 + \left(\frac{\delta z}{\sigma_z}\right)^2$, où $\delta\varphi$ est la différence entre le φ de la trace extrapolé à la couche EM3 du calorimètre et le φ de l'amas dans le calorimètre dans la couche EM3 (où la segmentation est la plus fine), δz est la différence entre le z de la trace au vertex et le z obtenu grâce à l'amas uniquement, σ_φ et σ_z sont les largeurs des distributions expérimentales de ces quantités.
- distance de moindre approche ou dca (dca est un autre nom pour désigner le paramètre d'impact).
- $N^{0.05}_{traces}$: nombre de traces dans un cône de rayon 0.05 en (η, φ) autour du candidat. Cette variable permet de s'affranchir des conversions de photons produisant deux traces très proches l'une de l'autre.
- $p^{0.4}_{T\ traces}$: somme des impulsions transverses des traces dans un cône 0.4 en (η, φ) autour du candidat. Cette variable sert à rejeter les jets pour lesquels la densité de trace est importante proche du coeur de l'amas.

La variable de vraisemblance $\mathcal{L}^{EM}$ est donnée, à l'aide de ces 7 variables x_i $(i = 1, ..., 7)$, par :

$$\mathcal{L}^{EM}(x_1, x_2, ..., x_7) = \frac{P_{\text{vrai-e}}(x_1, x_2, ..., x_7)}{P_{\text{vrai-e}}(x_1, x_2, ..., x_7) + P_{\text{faux-e}}(x_1, x_2, ..., x_7)} \tag{4.8}$$

où $P_{\text{vrai-e}}$ et $P_{\text{faux-e}}$ sont respectivement les probabilités pour un vrai électron et un faux électron que les 7 variables soient égales à $(x_1, x_2, ..., x_7)$. Elles s'écrivent comme le produit des probabilités pour chaque variable : $P(x_1, x_2, ..., x_7) = \prod_{i=1\ \text{à}\ 7} P(x_i)$.
La coupure suivante est appliquée : $\mathcal{L}^{EM} > 0.85$. Les candidats passant cette coupure sont dits "fermes" (*tight*). La variable $\mathcal{L}^{EM}$ et la coupure à 0.85 seront discutées plus en détail dans la section 6.3.1 du chapitre 6.

Les efficacités des coupures d'identification sont déterminées sur des événements $Z \to e^+e^-$. Le principe est d'identifier un électron sur les deux et de regarder combien de fois le second passe les critères d'identification. Les coupures appliquées sur le premier électron sont les coupures *loose* plus des coupures sur son impulsion transverse et sa position dans le détecteur :

$$p_T > 20 \quad \text{et} \quad -1.1 < \eta^{det} < 1.1 \tag{4.9}$$

De plus, il doit être associé à des objets électromagnétiques trouvés par les niveaux 1 et 3 de déclenchement. Les efficacités marginales pour les données réelles et simulées sont résumées dans la table 4.3 [129]. La différence entre données réelles et simulées doit être corrigée en appliquant le facteur correctif donné dans la dernière colonne sur les électrons simulés. La figure 4.7 représente l'efficacité combinée reconstruction+EMID en fonction de la distance au jet le plus proche (à gauche) et l'efficacité de la coupure $\mathcal{L}^{EM} > 0.85$ pour des électrons simulés et réels venant de Z (à droite).

	$\varepsilon_{\text{data}}$	ε_{MC}	Facteur Correctif
reconstruction + EMID	0.9451 ± 0.0027	0.9634 ± 0.0006	0.981 ± 0.003(stat) ± 0.024(syst)
association trace	0.959 ± 0.001	0.9795 ± 0.0003	0.979 ± 0.001(stat) ± 0.015(syst)
$\mathcal{L}^{EM} > 0.85$	0.862 ± 0.002	0.9395 ± 0.0006	0.917 ± 0.003(stat) ± 0.017(syst)

TAB. 4.3 : *Efficacités de reconstruction et d'identification des électrons.*

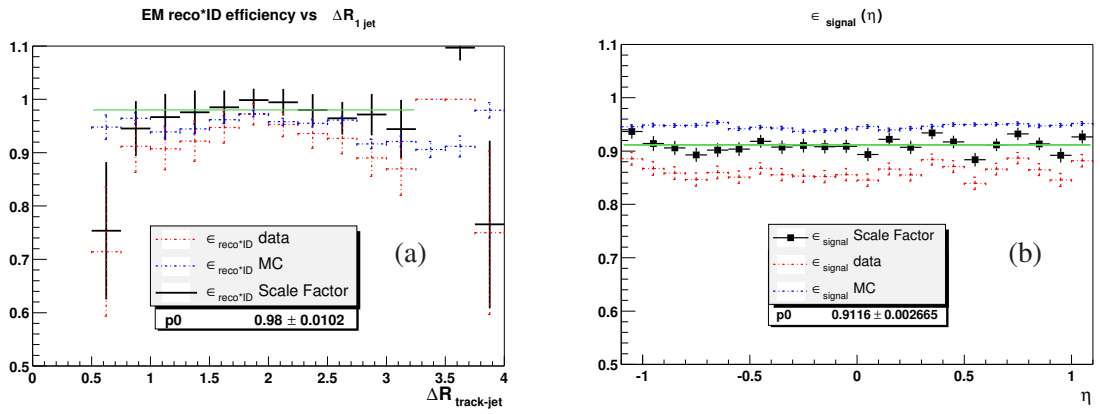


FIG. 4.7 : *Produit des efficacités de reconstruction et des coupures EMID en fonction de la distance au jet le plus proche (a) et efficacité de la coupure* $\mathcal{L}^{EM} > 0.85$ *en fonction de* η *(b).*

4.6 Les jets

4.6.1 La reconstruction des jets

Comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, les quarks et gluons créés dans la collision proton-antiproton s'hadronisent pour donner des jets collimés de particules sans couleur, c'est-à-dire des groupements de particules angulairement proches et d'énergie totale élevée. Ces particules interagissent dans le détecteur, et les impacts et gerbes ainsi produits, une fois regroupés à l'aide d'un "algorithme de jet", constituent l'empreinte expérimentale du parton.

La reconstruction des jets est différente de celle des autres objets car un jet en lui-même est un objet complexe et un certain nombre de conditions doivent être satisfaites par l'algorithme de reconstruction pour être bien défini du point de vue théorique (voir section 4.6.1.1). Les algorithmes de jets ont été étudiés en détail dans cette thèse et leur compréhension est nécessaire pour appréhender l'effet du bruit calorimétrique (décrit dans le chapitre 5), c'est pourquoi une description approfondie est donnée dans cette partie.

Les algorithmes de jets sont utilisés pour reconstruire des :

- jets au niveau détecteur, c'est-à-dire les jets faits de tours ou cellules (traces) du calorimètre (CFT/SMT), après déposition d'énergie (réelle ou simulée) par les particules dans les détecteurs.

- jets de particules, c'est-à-dire les jets faits de hadrons et leptons stables produits lors de l'hadronisation des partons, par exemple en sortie des générateurs d'événements Monte Carlo tels que Pythia.

- jets de partons, c'est-à-dire les jets faits de partons soit à un ordre donné de la théorie des perturbations soit après l'étape de radiation dans le régime perturbatif (*parton shower*) effectué par des générateurs Monte Carlo comme Pythia.

Dans la description qui suit nous utiliserons le terme "particule" pour désigner indifféremment ces trois types d'objets : partons, particules ou objets au niveau détecteur. Pour pouvoir comparer les jets reconstruits à ces trois niveaux il faut, dans la mesure du possible, utiliser le même algorithme pour les différents types de particules. Il est cependant parfois nécessaire d'appliquer un traitement spécial aux

jets au niveau du détecteur, auquel cas nous parlerons explicitement de tours.

Il faut distinguer deux étapes dans la reconstruction des jets. La première consiste en l'algorithme de jet proprement dit qui fournit une liste d'amas d'énergie. La seconde correspond au calcul des variables caractérisant ces amas. Un certain nombre de conditions doivent être satisfaites afin que ces deux étapes soient bien définies du point de vue théorique et expérimental. Nous citerons les plus importantes dans la section 4.6.1.1. Les amas étant faits de plusieurs particules, il faut définir une prescription pour les combiner (on parle de schéma de recombinaison), c'est-à-dire pour calculer les variables cinématiques de l'amas en fonction de celles des particules. Une telle prescription est nécessaire lors des deux étapes. Celle qui est utilisée dans DØ est nommé *E-scheme* et est décrite dans la section 4.6.1.2[2]. Les sections suivantes sont consacrées à la description de l'algorithme de jet utilisé dans la grande majorité des analyses réalisées dans l'expérience DØ : l'algorithme de cône.

4.6.1.1 Conditions devant être satisfaites par un algorithme de jet

Un algorithme de jet doit satisfaire un certain nombre de conditions pour être stable du point de vue théorique :

- Insensibilité aux radiations infrarouges et colinéaires : QCD a des pôles d'émission lorsque l'énergie des partons émis tend vers 0 et lorsque l'émission de partons est colinéaire. Les algorithmes de jets doivent être insensibles à ce type d'émission. Autrement dit, ils doivent donner le même résultat lors de l'addition d'un nombre quelconque de partons de très basse énergie ou bien lors du remplacement d'un parton par deux partons proches portant au total la même énergie que le parton initial.

- Respect de la limite cinématique lors de la production inclusive de jets qui est de $\sqrt{s}/2$.

- Invariance sous une transformation de Lorentz le long de l'axe z. En effet, au Tevatron comme dans n'importe quel collisionneur hadronique, le centre de masse des partons incidents ne coïncide pas avec le centre de masse du système proton-antiproton.

Au niveau expérimental, l'algorithme doit être :

- rapide et relativement facile à mettre en oeuvre.

- indépendant de la géométrie du détecteur dans la mesure du possible.

- indépendant de l'empilement des signaux lors de croisements successifs dans la mesure du possible.

Les jets reconstruits doivent également avoir la meilleure résolution en énergie possible.

4.6.1.2 Combinaison des particules

Comme nous l'avons dit précédemment, les particules sont combinées à l'aide du *E-scheme* avec lequel l'information complète sur les quadrivecteurs est utilisée :

$$p^{\text{amas}} = (E^{\text{amas}}, \mathbf{p}^{\text{amas}}) = \sum_{i:\text{particules}} (E^i, p_x^i, p_y^i, p_z^i) \tag{4.10}$$

[2]Notons que nous pourrions, en toute généralité, utiliser des schémas de recombinaison différents lors des deux étapes.

Toutes les autres variables sont ensuite calculées en utilisant ce quadrivecteur :

- impulsion transverse $p_T^{jet} = \sqrt{(p_x^J)^2 + (p_y^J)^2}$
- angle polaire $\theta^{jet} = \text{cotan}^{-1}\left(\frac{p_z^J}{p_T^J}\right)$,
- angle azimutal $\varphi^{jet} = \tan^{-1}\left(\frac{p_y^J}{p_x^J}\right)$,
- rapidité $Y^{jet} = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{E^J+p_z^J}{E^J-p_z^J}\right)$,
- pseudorapidité $\eta^{jet} = -\ln\tan\left(\frac{\theta^J}{2}\right)$, qui est égale à la rapidité pour des objets de masses nulles.

Au Run I, le schéma utilisé (appelé *Modified Snowmass Scheme*) était basé sur des moyennes pondérées en impulsion transverse. Ceci avait pour avantage de préserver l'invariance sous transformation de Lorentz de manière très simple mais l'inconvénient de ne pas préserver la limite cinématique car la somme des énergies transverses n'est pas une "vraie" énergie.

4.6.1.3 Description de l'algorithme de cône utilisé au Run II

Le principe de l'algorithme de cône est d'associer les particules à l'intérieur d'un cercle de rayon R_{cone} dans l'espace (Y, φ). Un jet de cône correspond simplement à une configuration stable dans laquelle le centre du cercle coïncide avec la direction obtenue en combinant les particules à l'intérieur du cercle. Ces cercles peuvent être vus comme des cônes dans l'espace réel à trois dimensions. Cependant, il faut être prudent car il serait trompeur de se représenter un cône sur la figure 3.12 dont le sommet est sur le vertex. Du fait que les objets physiques sont les tours construites à partir des tours géométriques vues du point $(0, 0, 0)$, des cellules peuvent être associées à un jet même si géométriquement elles ne sont pas dans le cône de rayon R_{cone} issu du point d'interaction.

Le problème le plus important qui se pose est le placement des cônes initiaux. La solution la plus simple est de les mettre aux noeuds d'un réseau finement segmenté en (Y,φ). Ceci présente l'avantage, en plus de la simplicité, de rendre l'algorithme insensible aux radiations infrarouges et colinéaires. Malheureusement cette méthode n'est pas réalisable en pratique car le temps de calcul serait trop long, il faut réduire le nombre de positions initiales. La proposition faite dans [121] est de se limiter à des "graines", c'est-à-dire des particules dont l'énergie transverse est plus grande qu'un certain seuil, mais ceci a pour conséquence de rendre l'algorithme sensible aux radiations infrarouges et colinéaires. Pour y remédier, la solution adoptée est de rajouter des "points intermédiaires" entre chaque paire, triplet, quadruplet, etc... de graines[3]. En effet, à un ordre N de la théorie des perturbations, il n'existe que $2^N - 1$ positions possibles de cônes stables correspondant aux combinaisons suivantes : p_i, $p_i + p_j$, $p_i + p_j + p_k$, etc... Pour des raisons de consistance, des points intermédiaires sont placés non seulement au niveau partonique mais aussi au niveau détecteur, même si à ce niveau l'effet est faible a priori. Un tel algorithme est stable lorsqu'il est appliqué en QCD perturbative NLO avec différentes coupures de régularisation des divergences [121]. De plus, il a aussi été montré qu'il est stable en fonction de la coupure appliquée sur l'énergie des graines (voir figure 4.8).

Aux Run I et Run II, il a été décidé de limiter les positions des cônes initiaux non pas à des positions des particules mais à des positions de "pré-amas", obtenues lors d'une étape préliminaire. En effet, aux niveaux détecteur et particules générées, il y aurait trop de particules utilisables comme graines dans un événement standard (quelques centaines). L'utilisation de pré-amas présente en plus l'avantage de réduire la dépendance à la structure et à la géométrie du détecteur. Imaginons par exemple une particule déposant de l'énergie, lors du développement de la gerbe, dans deux tours voisines. L'utilisation de tours comme

[3]Cet algorithme a tout d'abord été utilisé par OPAL [130]

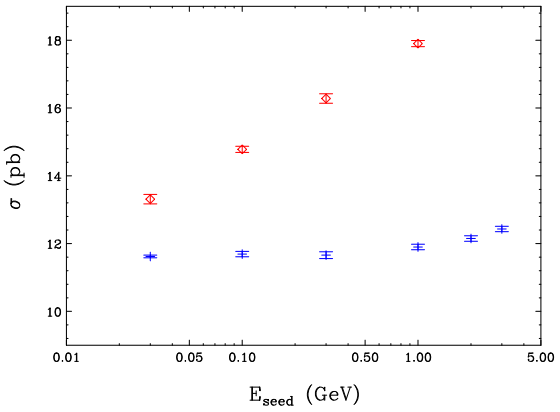


FIG. 4.8 : *Section efficace de production de paires de jets dos à dos en fonction de la coupure sur l'énergie de la graine. Les points du bas correspondent à l'algorithme avec points intermédiaires alors que les points du haut correspondent à l'algorithme sans points intermédiaires.*

graines revient à considérer les tours voisines comme deux graines différentes, alors que la construction de pré-amas permet de les combiner afin qu'elles n'en forment plus qu'une. L'algorithme de formation des pré-amas utilisé au Run II et décrit dans la section suivante est un algorithme nommé *Simple Cone*. L'algorithme de cône sera décrit dans la section 4.6.1.5.

4.6.1.4 Formation des pré-amas : l'algorithme *Simple Cone*

L'algorithme *Simple Cone* prend en entrée la liste des particules I pour construire des pré-amas servant de graines à l'algorithme de cône (voir figure 4.9). La liste est ordonnée en impulsion transverse décroissante. Des pré-amas sont formés autour des particules ayant une impulsion transverse supérieure à 500 MeV/c. Afin de réduire le nombre de faux jets dus à du bruit, un traitement spécial est appliqué pour les tours : si la cellule la plus énergétique se trouve dans la partie hadronique grossière ou dans les couches *massless gap* des bouchons, son impulsion transverse (p_T^C) est soustraite à celle de la tour avant d'appliquer la coupure à 500 MeV/c :

$$p_T^I - p_T^C > 500 \text{ MeV}/c \tag{4.11}$$

Ce traitement spécial a été mis en place dans le cadre de cette thèse et sera décrit plus en détail dans le chapitre 5.

Les particules sont ajoutées aux pré-amas si elles sont à une distance en $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\varphi^2}$ inférieure à 0.3 du centre de l'amas. Notons que c'est le seul endroit où η est utilisé plutôt que Y, même s'il serait plus correct d'utiliser cette dernière variable. Le centre de l'amas est recalculé à chaque fois qu'une particule est ajoutée (le schéma de recombinaison utilisé est, comme dans l'algorithme de cône, le *E-scheme*). Les pré-amas peuvent donc être faits de particules distantes de plus de 0.3 du centre. A chaque fois qu'une particule est ajoutée à un pré-amas, elle est retirée de la liste.

Une fois tous les pré-amas formés, seuls ceux ayant une impulsion transverse (p_T^P) supérieure à 1 GeV/c sont gardés (c'est-à-dire servent de graines à l'algorithme de cône). Lorsque l'algorithme est exécuté au niveau détecteur, les pré-amas composés d'une seule tour sont rejetés.

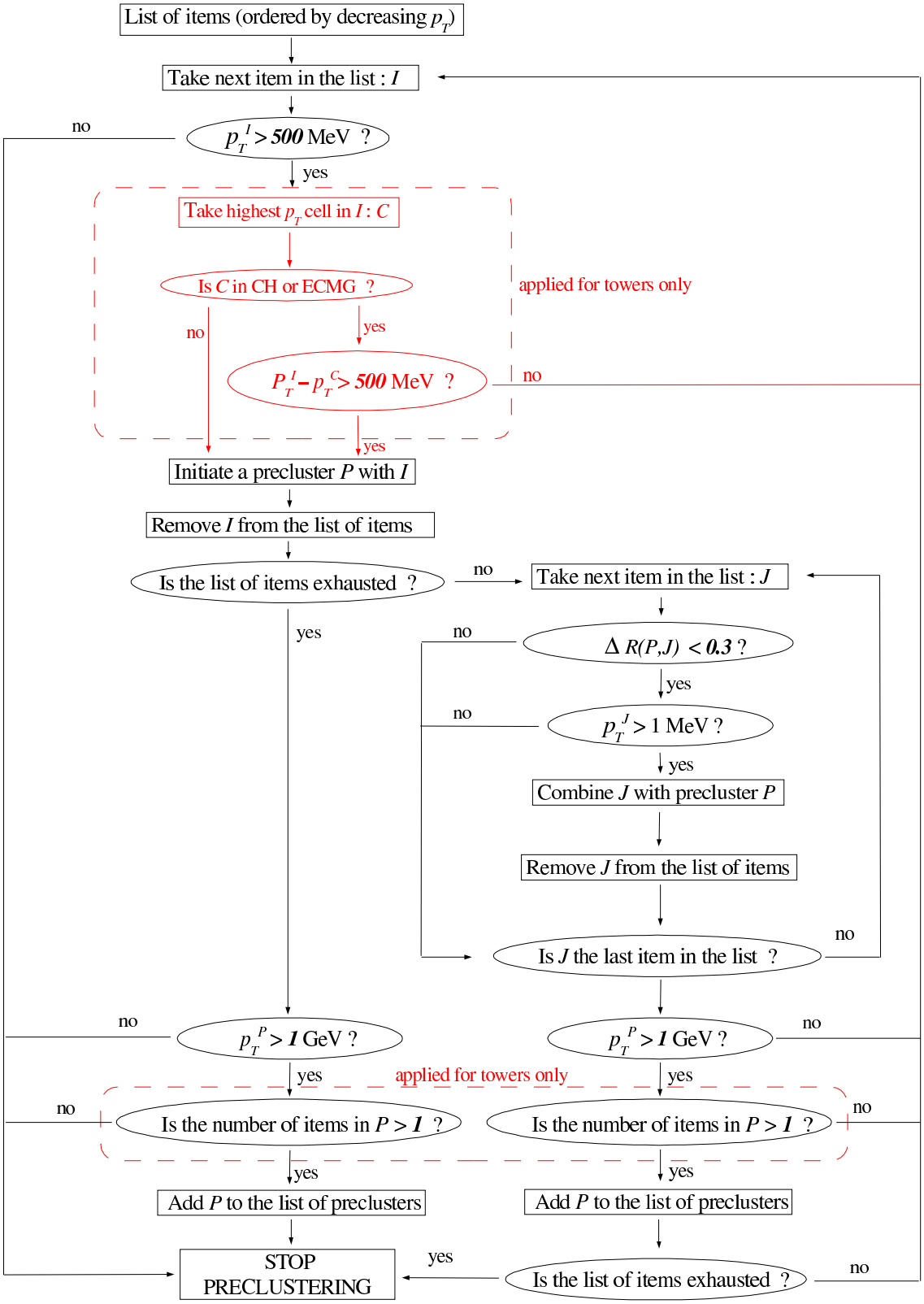


FIG. 4.9 : *Description de l'algorithme Simple Cone.*

4.6.1.5 L'algorithme de cône

L'algorithme de cône utilisé au Run II (aussi appelé algorithme ILCA pour *Improved Legacy Cone Algorithm*) procède en 3 étapes. Dans un premier temps, des cônes stables (ou encore "proto-jets") sont formés en partant des pré-amas (voir section 4.6.1.4). Dans un deuxième temps, des cônes stables sont formés en partant de points intermédiaires. Finalement, dans la dernière étape, un traitement est appliqué aux "proto-jets" ayant des particules en commun (*merging/splitting*). Ces trois étapes sont décrites maintenant.

Formation des proto-jets

L'algorithme est présenté sur la figure 4.10. Il admet deux listes en entrée : la liste des pré-amas et la liste des particules. L'algorithme boucle sur la liste des pré-amas P ordonnée en impulsion transverse décroissante. La distance entre P et le proto-jet le plus proche dans la liste des proto-jets déjà trouvés est dans un premier temps calculée. Si elle est plus petite que $R_{cone}/2$, l'algorithme ignore ce pré-amas et prend le prochain dans la liste. Sinon, un proto-jet PC (cercle de rayon R_{cone} dans l'espace (Y, φ)), centré sur P, est formé. L'algorithme rentre alors dans une phase itérative. Toutes les particules à l'intérieur de PC sont combinées pour former un nouveau proto-jet PC'. Ce processus est répété, en remplaçant PC par PC' à chaque itération, jusqu'à ce qu'une des conditions suivantes soit satisfaite :

1. $p_T^{PC'} < 0.5\times$ **Min_Jet_ET** GeV/c [4]
2. le proto-jet est stable [5] : $\Delta R(PC, PC\prime) < 0.001$
3. Le nombre d'itérations atteint le nombre de 50. Cette limite est nécessaire pour éviter les boucles infinies qui peuvent se produire lorsqu'un candidat proto-jet oscille entre deux ou plusieurs positions.

Dans le premier cas, le candidat proto-jet est rejeté. Sinon, il est gardé après la dernière itération et ajouté à la liste des proto-jets s'il n'a pas été trouvé précédemment, c'est-à-dire s'il n'existe pas de proto-jet PJ satisfaisant :

$$|p_T^{PC'}/p_T^{PJ} - 1| < 1\% \quad \text{et} \quad \Delta R(PC', PJ) < 0.005 \tag{4.12}$$

Ajout de points intermédiaires

Un algorithme n'utilisant que les pré-amas comme graines est sensible aux radiations infrarouges et colinéaires. Il faut, pour le rendre stable, former des proto-jets en partant de points intermédiaires. Les points intermédiaires sont placés entre les proto-jets plutôt qu'entre les pré-amas afin de réduire un peu le nombre de combinaisons possibles [121]. Il faut noter que, contrairement à ce qui est recommandé dans [121], seuls sont considérés les points intermédiaires entre paires de proto-jets. Les triplets,

[4] **Min_Jet_ET** est l'impulsion transverse minimale requise pour les jets finals (après merging/splitting, voir plus bas).

[5] Il est important de noter que, contrairement au cas de l'algorithme *Simple Cone*, les particules ne sont pas associées une fois pour toutes à un candidat proto-jet. Elle peuvent entrer et sortir du candidat au cours du processus d'itération. Ceci a pour conséquence qu'une particule appartenant à un pré-amas ne sera pas forcément dans le proto-jet ayant pour graine ce pré-amas. Cette procédure pourrait conduire à perdre des jets [131] de basse impulsion transverse, qui sont, à la fois :

- suffisament près d'un jet de plus grande impulsion transverse pour qu'ils dérivent vers ce jet et oublient leur graine lors du processus de stabilisation.
- trop loin du même jet pour qu'ils aient leurs énergies associées dans le proto-jet final.

Ceci a conduit les auteurs de [131] à proposer un rayon de cône plus petit lors du processus de stabilisation que lors du calcul des variables des jets finals. Cette procédure, appelée *Smaller Search Cone Algorithm*, présente l'inconvénient que l'axe du cône ne coïncide pas forcément avec la direction du proto-jet lorsque toutes ses particules sont combinées. De plus, du point de vue expérimental, une étude préliminaire a montré que la perte est négligeable à DØ [132]. Pour cette raison cette option n'est pas utilisée dans DØ .

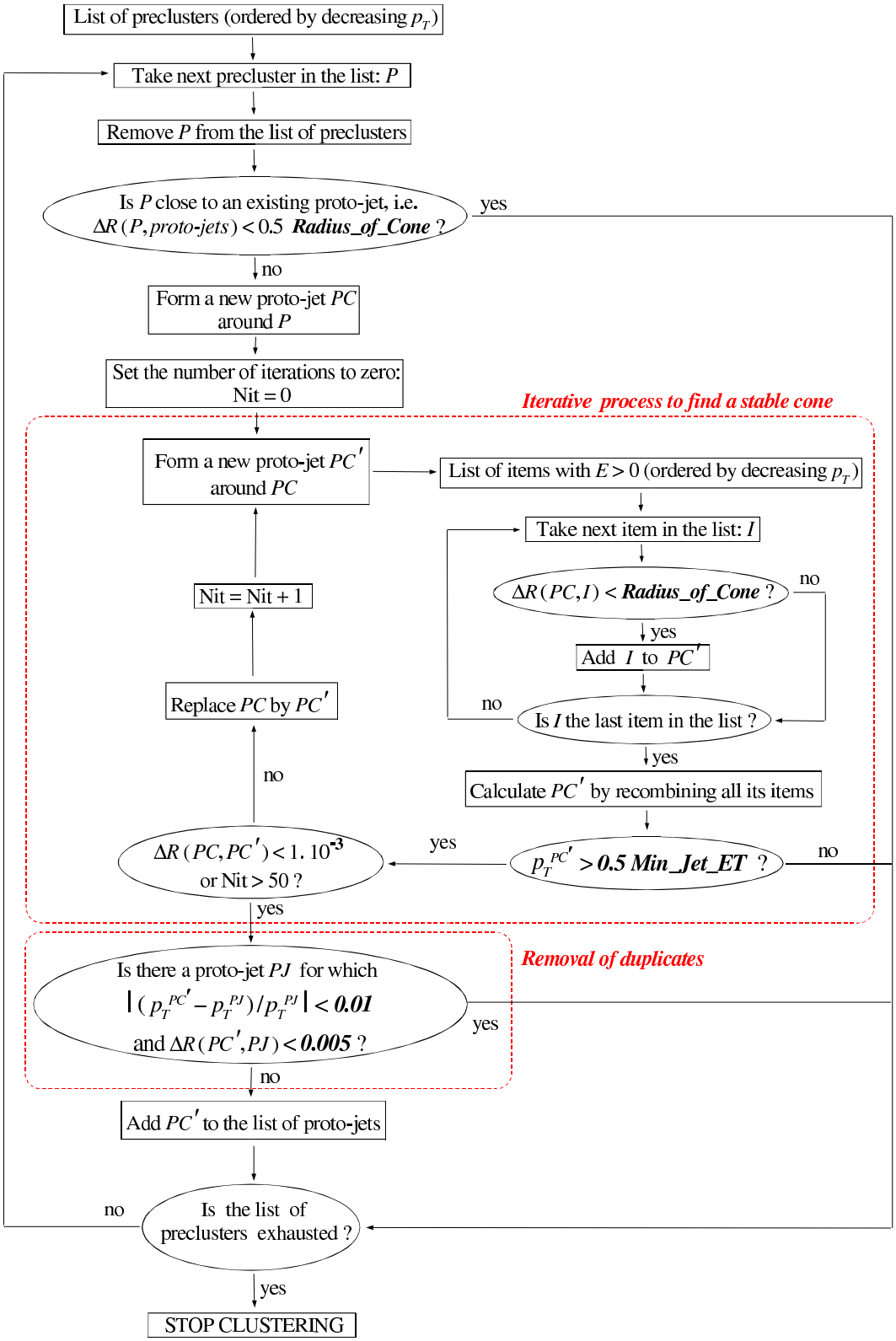


FIG. 4.10 : *Description de l'algorithme de reconstruction des proto-jets autour des pré-amas trouvés par l'algorithme Simple Cone.*

quadruplets, etc... ne sont pas utilisés. Finalement, comme il a été suggéré dans [121], seuls les points intermédiaires entre deux proto-jets satisfaisant les conditions suivantes sont considérés :

$$\Delta R > R_{cone} \text{ et } \Delta R < 2 \times R_{cone} \tag{4.13}$$

En utilisant la liste des points intermédiaires au lieu de la liste des pré-amas, un algorithme similaire à celui représenté sur la figure 4.10 est exécuté, avec deux différences :

- Aucune condition n'est requise sur la distance entre le cône initial et le proto-jet le plus proche au début de l'algorithme.
- L'étape de réjection des proto-jets déjà trouvés (*removal of duplicates* sur la figure 4.10) n'est pas faite.

Traitement des recouvrements (*merging/splitting*)

Les proto-jets obtenus lors des deux étapes précédentes peuvent avoir des particules en commun. Ceci n'est évidemment pas physique et il faut une procédure pour attribuer ces particules à l'un ou l'autre des proto-jets. Cette procédure (encore appelée algorithme de *merging/splitting*) est décrite sur la figure 4.11.

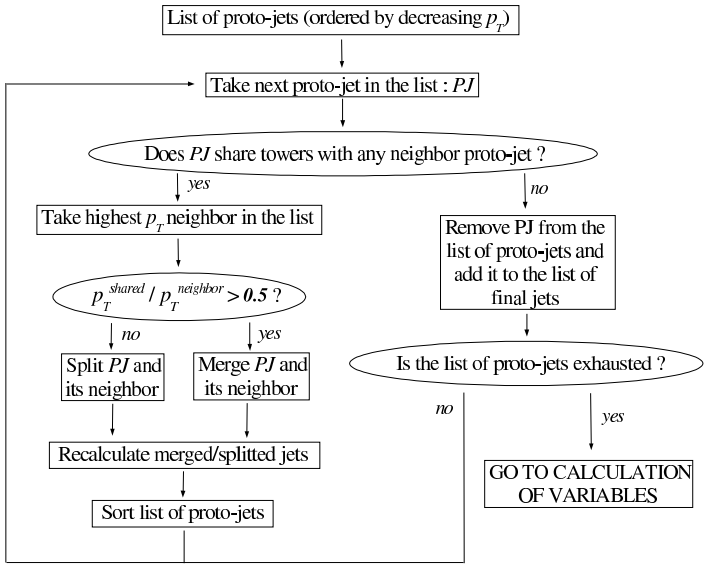


FIG. 4.11 : *Description de l'algorithme de traitement des recouvrements (merging/splitting).*

L'algorithme de *merging/splitting* boucle sur la liste des proto-jets PJ ordonnée en impulsion transverse décroissante. Si PJ a une ou plusieurs particules en commun avec un ou plusieurs proto-jets voisins, l'impulsion transverse partagée (p_T^{shared}) avec le voisin de plus grande impulsion transverse ($p_T^{neighbor}$) est calculée. Si $p_T^{shared}/p_T^{neighbor} > 50\%$, les deux proto-jets sont combinés en un seul et le voisin est retiré de la liste (*merging*). Sinon, les particules en commun sont attribuées au proto-jet le plus proche (*splitting*). Cette procédure continue jusqu'à ce qu'il n'y ait plus de cas de recouvrement entre les proto-jets de la liste. La liste des proto-jets est ordonnée après chaque *merging* ou *splitting*. La valeur 50% est celle recommandée dans [121], il faut cependant noter qu'elle est arbitraire et qu'elle n'a pas fait l'objet d'une optimisation.

Les jets obtenus après cette étape de *merging/splitting* sont les jets finals utilisés dans les analyses de physique. Dans l'analyse présentée dans les chapitres 6 et 7, nous ne gardons que les jets ayant une impulsion transverse supérieure à un paramètre fixé par le programme de reconstruction, **Min_Jet_ET**, qui vaut 8 GeV/c. Cette coupure est relativement élevée et pourrait pénaliser les analyses intéressées par les jets à petite impulsion transverse (en dessous de 15 GeV/c typiquement après correction en énergie), c'est pourquoi elle a été baissée à 6 GeV/c dans les versions récentes du programme de reconstruction [133].

4.6.1.6 L'algorithme $k_\perp$

Comme nous l'avons vu dans les parties précédentes, l'algorithme de cône, bien que relativement intuitif, est assez complexe et présente plusieurs points faibles. Une alternative très intéressante est l'algorithme $k_\perp$ qui est mieux défini théoriquement car il ne souffre pas des problèmes de sensibilité aux radiations infrarouges et colinéaires [134]. La forme du jet n'est pas non plus limitée à un cône ce qui a priori permettrait une calibration en énergie plus facile. Nous ne le décrirons pas ici car il n'est pour l'instant pas utilisé dans DØ .

4.6.2 Correction en énergie

L'énergie transverse d'un jet après reconstruction est donnée par la formule 4.10. Elle ne prend pas en compte la différence de réponse entre les composantes hadroniques et électromagnétiques de la gerbe, la perte d'énergie dans les matériaux morts ou encore l'émission de particules en dehors du cône. Une correction (appelée JES[6]) permettant de remonter à l'énergie du jet de particules doit donc être appliquée. Cette correction est détaillée dans [135]. Nous n'en donnerons ici que les points essentiels. L'énergie du jet de particules ($E^{particule}$) est donnée, en fonction de l'énergie du jet mesurée (E^{mes}), par la relation suivante :

$$E^{particule} = \frac{E^{mes} - E_{offset}(R_{cone}, \eta, \mathcal{L})}{\mathcal{R}(R_{cone}, \eta, E^{mes})\ \mathcal{S}(R_{cone}, \eta, E^{mes})} \tag{4.14}$$

où $\mathcal{L}$ est la luminosité et R_{cone} le rayon du cône. Les différents termes servent à corriger différents effets :

- $E_{offset}(R_{cone}, \eta, \mathcal{L})$ est le décalage en énergie qui vient des interactions multiples lors d'un croisement de faisceaux, de l'empilement des signaux provenant d'interactions dans des croisements successifs (ces deux effets dépendent de la luminosité), de la désintégration des noyaux d'Uranium et de la présence de particules spectatrices (événement sous-jacent).
- $\mathcal{R}(R_{cone}, \eta, E^{mes})$ est la réponse du calorimètre. Ce terme est inférieur à 1 car de l'énergie est perdue dans les régions non instrumentées du calorimètre. Il prend en compte la différence de réponse entre les couches électromagnétiques et hadroniques. Il est déterminé en mesurant l'énergie transverse manquante sur des événements γ+jet.
- $\mathcal{S}(R_{cone}, \eta, E^{mes})$ est la fraction d'énergie se trouvant à l'intérieur du cône. De l'énergie peut se trouver en dehors du cône pour deux raisons : développement des gerbes calorimétriques ou émission de particules en dehors du cône. Seul le premier effet est corrigé. C'est pour cette raison que l'on dit que la correction ramène l'énergie au niveau du jet de particules et non au niveau du jet de partons.

La figure 4.12 montre la correction en énergie ainsi que son incertitude en fonction de l'énergie et de η pour les données réelles et pour un rayon R_{cone} égal à 0.5. Étant donné qu'un certain nombre d'effets,

[6]Pour *Jet Energy Scale*

comme le bruit dans le calorimètre ne sont pas bien simulés, il existe une correction en énergie différente dans la simulation.

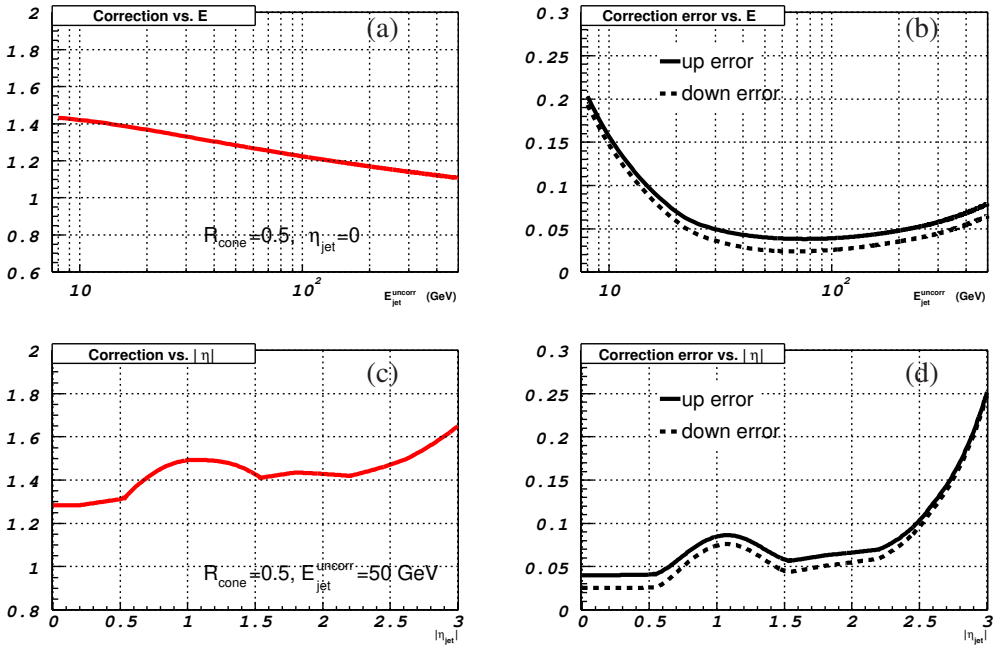


FIG. 4.12 : *Facteur correctif à l'énergie des jets en fonction de l'impulsion transverse (a) et de η (c) dans les données réelles. Les figures de droite montrent les incertitudes associées.*

4.6.3 Résolution

Pour des jets de grande impulsion transverse, c'est-à-dire supérieure à environ 50 GeV/c, la résolution est mesurée sur des événements avec deux jets dos à dos [135]. Le critère de déclenchement avec le plus petit seuil en impulsion transverse utilisé, nommé JT_25TT_NG, n'est efficace à 100% qu'à partir d'environ 40 GeV/c. Les événements ne peuvent donc pas être utilisés en dessous de cette valeur. Le lot est séparé en plusieurs intervalles en impulsion transverse du système des deux jets : $p_T = (p_{T1} + p_{T2})/2$. L'asymétrie A est définie par :

$$\mathcal{A} = \frac{|p_{T1} - p_{T2}|}{p_{T1} + p_{T2}}$$

La distribution de $\mathcal{A}$ dans chaque intervalle permet d'obtenir la résolution par la relation :

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} = \sqrt{2}\sigma_{\mathcal{A}}$$

où $\sigma_{\mathcal{A}}$ est la largeur de la distribution de $\mathcal{A}$. La résolution à petite impulsion transverse (en dessous de 50 GeV/c) est déterminée sur des événements $\gamma + jets$ [135]. Dans ce cas, la variable d'asymétrie est donnée par :

$$\mathcal{A} = \frac{p_T^{jet} - p_T^{\gamma}}{p_T^{\gamma}}$$

et la résolution des jets est (si la résolution sur l'énergie du photon est négligée par rapport à celle du jet) :

$$\frac{\sigma_{p_T^{jet}}}{p_T^{jet}} = \sigma_{\mathcal{A}} \times R$$

où $R = p_T^{\gamma}/p_T^{jet}$ et où $\sigma_{\mathcal{A}}$ est la largeur de la distribution de $\mathcal{A}$. La combinaison des deux méthodes est montrée sur la figure 4.13 pour des jets centraux ($|\eta|$ inférieurs à 0.5) [120]. La différence entre données réelles et données simulées est corrigée en dégradant artificiellement la résolution dans la simulation. La procédure utilisée est décrite en détail dans [136].

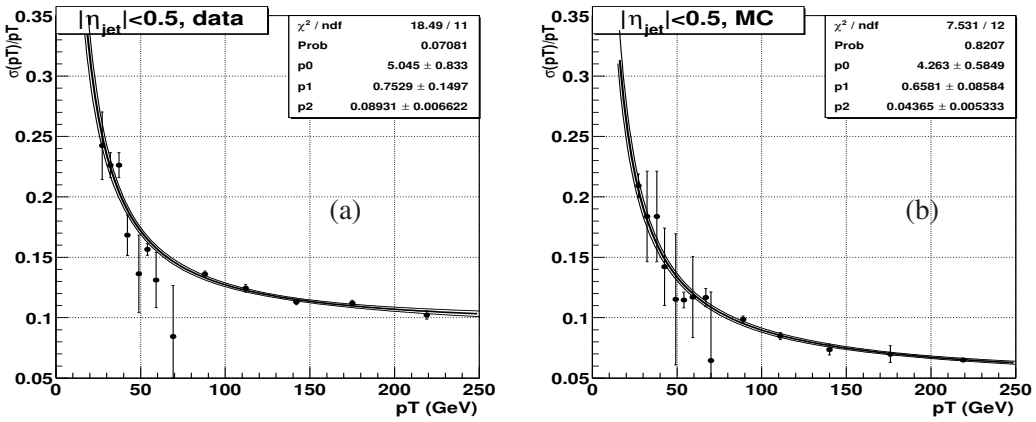


FIG. 4.13 : *Résolution en énergie transverse des jets sur les données réelles (a) et simulées (b) pour des jets centraux ($\eta < 0.5$) .*

4.6.4 Critères d'identification

Les jets trouvés par l'algorithme de cône sont sujets au bruit dans le calorimètre (une discussion détaillée des jets de bruit est faite dans le chapitre 5). Afin de supprimer les faux jets, il est nécessaire d'appliquer des critères de qualité :

- $\boldsymbol{chf < 0.4}$ (chf est la fraction d'impulsion transverse se trouvant dans la partie hadronique grossière (CH)).
  Les jets déposent leur énergie surtout dans les couches électromagnétiques et hadroniques fines. Cette coupure a pour but de rejeter les "faux" jets créés par des cellules bruyantes dans le CH (nous verrons dans le chapitre 5 que les couches CH sont très bruyantes).
- $\boldsymbol{0.05 \leq emf \leq 0.95}$ (emf est la fraction d'impulsion transverse dans la partie électromagnétique).
  La coupure inférieure permet de rejeter les candidats "trop hadroniques" qui sont a priori des jets de bruit (voir figure 4.14). La coupure supérieure permet de rejeter les candidats "trop électromagnétiques", qui sont a priori des électrons ou des photons.
- $\boldsymbol{hotf < 10}$ ($hotf$, encore appelé "fraction chaude", est le rapport entre les impulsions transverses des deux cellules les plus énergétiques dans le jet).
  Cette coupure rejette les jets constitués principalement d'une cellule chaude[7].
- $\boldsymbol{n90 > 1}$ ($n90$ est le nombre de tours portant 90% de l'impulsion transverse du jet).
  Cette coupure rejette les jets constitués principalement d'une tour chaude.

[7]Une cellule chaude est une cellule présentant un signal correspondant à une énergie anormalement élevée (typiquement 1 GeV ou plus) visible sur plusieurs événements.

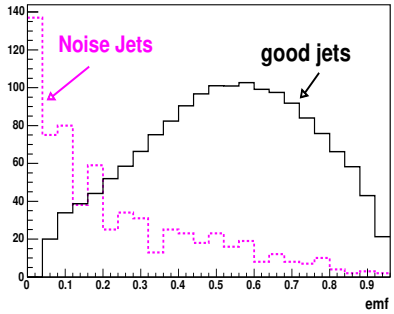


FIG. 4.14 : *Distribution de emf pour les "vrais" jets (trait plein) et pour les jets de bruit (traits pointillés) reconstruits sur des événements de biais minimum.*

Afin de purifier encore plus la sélection, l'énergie transverse du jet reconstruit hors-ligne est comparée à la somme des énergies des tours utilisées lors du déclenchement de niveau 1 à moins de $\Delta R < 0.5$ de l'axe du jet (ce critère est appelé L1conf). En effet, l'électronique d'acquisition du déclenchement de niveau 1 est différente de celle de l'acquisition hors-ligne et elles ne sont donc pas sujettes aux mêmes bruits. Les cellules du CH n'étant pas incluses dans les tours du déclenchement de niveau 1, elles ne sont pas comptabilisées non plus dans le calcul de l'impulsion transverse du jet hors-ligne :

$$p_T^{\text{sans CH}} = p_T \times (1 - chf) \tag{4.15}$$

où p_T est l'impulsion transverse non corrigée par JES. Notons qu'aucun traitement particulier n'est fait dans le cas où un jet a subi un ou plusieurs *merge* ou un ou plusieurs *split*, c'est-à-dire lorsque le jet est non conique. La coupure appliquée dépend du η^{det} du jet :

- $|\eta^{det}| < 0.8$: $p_T^{\text{sans CH}}/p_T^{L1} > 0.4$
- $0.8 < |\eta^{det}| < 1.5$: $p_T^{\text{sans CH}}/p_T^{L1} > 0.2$
- $|\eta^{det}| > 1.5$: $p_T^{\text{sans CH}}/p_T^{L1} > 0.4$

Une gerbe créée par le passage d'un électron (ou d'un photon) (voir section 4.5) dans le calorimètre peut être reconstruite par l'algorithme de jet et passer les coupures présentées ci-dessus. Elle est rejetée de la liste des jets s'il existe au moins un objet électromagnétique passant les critères *loose* et ayant une impulsion transverse supérieure à 15 GeV/c à moins de $\Delta R = 0.5$ du jet.

L'efficacité de reconstruction des jets est déterminée sur des événements QCD-Compton γ+jets. Pour identifier les photons, les critères EMID sont appliqués. Il faut de plus qu'il n'y ait pas de traces à moins de $\Delta R = 0.5$ du centre de l'amas. Seuls les photons centraux ($|\eta^{det}| < 1.1$) sont considérés. L'impulsion transverse du jet est donnée par l'impulsion transverse du photon. La position du jet dans le détecteur est déterminée en reconstruisant des jets de traces chargées. Les coupures suivantes sont appliquées pour rejeter les événements où l'impulsion transverse du photon n'équilibre pas celle du jet :

- $N_{\text{jets de traces}} = 1$
- $\Delta\varphi(\gamma, \eta^{\text{jet de trace}}) > 3.0$

L'efficacité de reconstruction est montrée sur la figure 4.15 en fonction de l'impulsion transverse du photon pour les données réelles et simulées [137] et pour trois régions en η^{det}. Afin de ramener les performances de la simulation au niveau des données réelles, nous dégradons artificiellement l'efficacité

dans la simulation en rejetant aléatoirement des jets en fonction de la différence d'efficacité pour une impulsion transverse donnée.

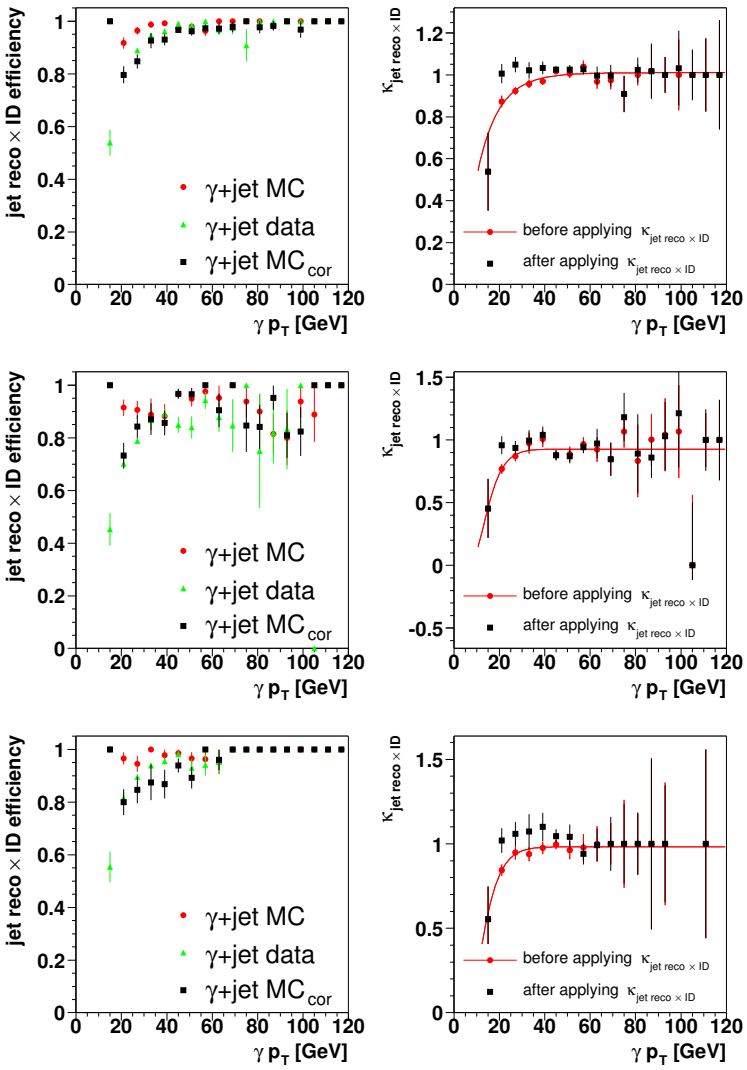


FIG. 4.15 : *Les figures de gauche montrent l'efficacité de reconstruction des jets dans les données réelles et simulées avant et après dégradation. Les figures de droite montrent le rapport des efficacités dans les données réelles et simulées avant et après dégradation. Trois régions sont considérées :* $|\eta^{det}| \leq 0.8$ *(en haut),* $0.8 < |\eta^{det}| \leq 1.5$ *(au milieu) et* $1.5 < |\eta^{det}| \leq 2.5$ *(en bas).*

4.7 L'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante permet de signer le passage de particules n'interagissant pas dans le détecteur telles que les neutrinos. La conservation de l'impulsion implique que la somme des impulsions transverses des particules issues de la collision $p\bar{p}$ doit être nulle. L'énergie transverse manquante représente l'énergie transverse des particules n'ayant pas déposé d'énergie dans le détecteur. Elle se calcule à partir de l'énergie transverse présente. Dans la suite, seules les formules pour la composante x de l'éner-

gie transverse manquante ($\not{E}_x$) seront données. Il suffit de remplacer x par y pour avoir la composante suivant l'axe y. L'énergie transverse manquante est donnée par :

$$\not{E}_T = \sqrt{(\not{E}_x)^2 + (\not{E}_y)^2} \tag{4.16}$$

La première étape consiste à calculer l'énergie transverse manquante à partir des cellules du calorimètre. Toutes les cellules sont prises en compte sauf celles des couches hadroniques grossières et celles appartenant aux amas électromagnétiques.

$$\not{E}_x{}^{cal} = -\sum_{cellules} p_x \qquad \text{(sauf CH et cellules dans les amas électromagnétiques)} \tag{4.17}$$

Dans un deuxième temps, il faut prendre en compte les corrections en énergie des électrons et des jets :

$$\not{E}_x{}^{Ecorr} = \not{E}_x{}^{cal} - \sum_{électrons} p_x + \sum_{jets} d\not{E}_x{}^{JES} \tag{4.18}$$

où $d\not{E}_x{}^{JES}$ est la correction liée à l'échelle d'énergie des jets (voir section 4.6.2). Elle n'est pas simplement égale à p_x(corrigé) $- p_x$(non corrigé) car il ne faut prendre en compte que la partie liée à la réponse du calorimètre dans la formule 4.14. Les cellules du CH étant incluses dans le calcul de l'impulsion transverse des jets, il faut corriger l'énergie transverse manquante en conséquence :

$$\not{E}_x{}^{noCH} = \not{E}_x{}^{Ecorr} - \sum_{jets} p_x^{CH} \tag{4.19}$$

Enfin, la dernière étape consiste à corriger des muons présents dans l'événement. Seuls les muons de qualité *medium* associés à une trace sont considérés.

$$\not{E}_x{}^{final} = \not{E}_x{}^{noCH} + \sum_{muons} \left(-p_x^{trace} + p_x^{perdu}\right) \tag{4.20}$$

En effet, p_x^{trace} est l'impulsion mesurée dans le détecteur de traces. Une partie de l'énergie des muons est déposée dans le calorimètre (p_x^{perdu}) et est déjà comptée dans l'équation 4.17, c'est pourquoi elle est soustraite à p_x^{trace}.

4.8 Conclusion

Nous avons décrit dans ce chapitre la reconstruction des objets physiques utilisés dans la recherche du quark top par interaction faible. Différents traitements sont appliqués à ces objets afin d'obtenir des énergies les plus proches possibles des énergies des particules incidentes et de mettre la simulation au même niveau que les données réelles pour les efficacités de reconstruction et les résolutions en énergie. L'algorithme de cône utilisé pour la reconstruction des jets a été décrit en détail. Ainsi, il nous a été possible de comprendre les différentes caractéristiques de cet algorithme et notamment d'entrevoir un certain nombre d'améliorations possibles au niveau de la reconstruction des jets.

Chapitre 5

Réduction de l'impact du bruit dans le calorimètre sur les objets physiques

5.1 Introduction

La plupart des processus étudiés dans DØ font intervenir des électrons, photons, jets ou taus dans l'état final. C'est le cas notamment des processus single top étudiés dans cette thèse. Ces objets sont reconstruits et identifiés essentiellement grâce au calorimètre. La qualité des données et des algorithmes de reconstruction calorimétrique est donc de première importance.

Comme pour les autres sous-détecteurs, il faut distinguer deux étapes principales lors du traitement des données enregistrées par le calorimètre. La première correspond à la prise de données. La seconde correspond aux algorithmes de reconstruction des objets physiques exécutés hors-ligne. Comme nous le verrons dans la section 5.2, la qualité des données peut-être dégradée par différents types de bruit. Des corrections et traitements appropriés au niveau hors-ligne sont alors nécessaires pour réduire leur impact sur les algorithmes de reconstruction calorimétrique et donc sur les analyses de physique.

Ce chapitre est consacré à une description d'une partie du traitement hors-ligne du calorimètre. Nous nous intéressons plus particulièrement à l'effet du bruit dans les couches hadroniques grossières (CH) du calorimètre sur la reconstruction des jets (section 5.3) et au traitement du bruit dit électronique par l'algorithme T42 (section 5.4).

5.2 Le bruit dans le calorimètre

5.2.1 Les différents types de bruit

Par bruit nous entendons tout signal mesuré dans le détecteur n'étant pas relié à l'interaction considérée. Ceux que nous allons mentionner maintenant peuvent être qualifiés de bruits non physiques car ils sont présents en l'absence de collisions dans l'accélérateur. Certains sont en principe entièrement réductibles car ce sont des problèmes liés au détecteur ou des sources d'énergie extérieures au détecteur :

- les bruits liés à des problèmes d'électronique de lecture ou à des problèmes extérieurs au calorimètre. Ces bruit sont traités brièvement dans la section 5.2.2.

- les bruits liés à des variations incontrôlées de l'origine des énergies dans les cellules (encore appelé piédestal, voir la description du bruit électronique ci-dessous).

- les bruits liés au faisceau (halo de particules secondaires)

- les rayons cosmiques.

Les deux premiers bruits produisent des signaux équivalents à des énergies pouvant atteindre quelques centaines de MeV par cellule. Ils sont en général visibles sur plusieurs événements consécutifs et apparaissent donc comme un problème localisé et persistant dans le calorimètre. Nous parlons pour cette raison de "cellules chaudes" ou "régions chaudes" lorsqu'il s'agit d'un groupement de cellules. Les cellules chaudes peuvent dégrader la qualité des données de manière dramatique, c'est pourquoi elles sont activement recherchées. Elles sont tout d'abord identifiées et parfois rejetées en-ligne lors de l'acquisition des données. Il existe aussi un algorithme pour les éliminer au niveau 3 du déclenchement [139]. Enfin, l'algorithme NADA, qui fait partie du programme de reconstruction `d0reco`, permet de les localiser hors-ligne et de les éliminer avant la reconstruction des objets physiques [140].

En revanche, d'autres bruits sont liés à la nature même du détecteur et sont ainsi toujours présents. Ils sont pour cette raison appelés irréductibles même si leur effet peut être minimisé. Ce sont :

- le bruit lié à la désintégration des noyaux d'uranium radioactif composant le milieu absorbeur des cellules EM et FH. Il est inévitable et aucun traitement spécial ne peut être appliqué. Une étude datant du Run I (1993) montre que la désintégration de l'Uranium apporte une contribution à l'énergie des électrons entre 2 et 150 GeV qui n'excède pas 0.23 % [141]. Avec le changement de l'électronique du calorimètre, ce chiffre peut être différent pour le Run II, mais l'importance de ce bruit est sûrement toujours faible.

- le bruit électronique. Ce bruit a, dans une bonne approximation, une distribution gaussienne autour d'une valeur moyenne appelée piédestal. Par abus de langage, le terme piédestal est parfois employé pour désigner la distribution. La largeur de la distribution est appelée σ. Ce bruit sera traité dans les parties 5.2.3 et 5.4.

Le bruit électronique produit des cellules de bruit qui, par opposition aux cellules chaudes, apparaissent aléatoirement dans le calorimètre. Elles peuvent, comme les cellules et régions chaudes, être prises pour des objets physiques ou bien dégrader la reconstruction des vrais objets physiques au moment de la reconstruction hors-ligne. La nature aléatoire de ce bruit fait que les cellules bruyantes ne peuvent pas être recherchées par une procédure systématique sur un lot d'événements donnés mais doivent être recherchées "dynamiquement" événement par événement. C'est la fonction de l'algorithme T42 (voir section 5.4).

Notons pour finir qu'il y a d'autres sources d'énergie indésirables, qui, contrairement à celles que nous venons de citer, sont liées au passage des particules issues de collisions entre protons et antiprotons :

- la superposition d'événements : plusieurs interactions peuvent avoir lieu lors du croisement d'un paquet de protons et d'un paquet d'antiprotons (voir figure 5.1).

- l'empilement du signal (*pile up*) : du fait du temps de dérive des charges vers les plaques de lectures qui est plus long que le temps de croisement des faisceaux, les signaux dus aux interactions dans des paquets successifs peuvent se superposer.

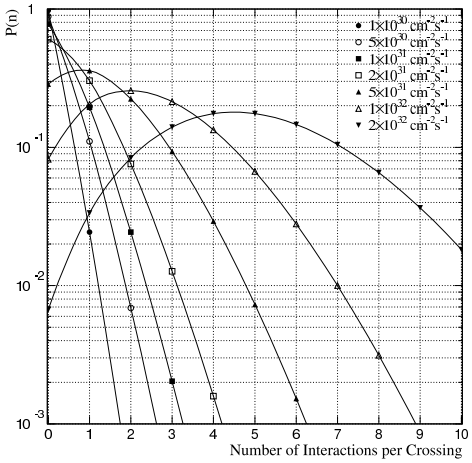


FIG. 5.1 : *Distribution du nombre d'interactions par croisement de faisceaux en fonction de la luminosité instantanée [82].*

Des techniques de reconstruction récentes utilisant les détecteurs de traces permettent d'estimer le nombre de superpositions d'événements et éventuellement de ne garder que les événements où une seule collision entre un proton et un antiproton a eu lieu. Ces techniques sont en cours de développement et ne sont pas utilisées dans cette thèse.

5.2.2 Les problèmes liés au calorimètre

En guise d'exemples de problèmes produisant des régions/cellules chaudes, voici une liste de ceux trouvés lors de la mise en service du calorimètre :

- Problème dit de "l'énergie partagée" [142] : ce problème survient lors de la lecture des carte BLS par les cartes ADC. L'énergie d'une paire de tours est comptée en partie dans l'énergie de l'autre paire. Il y a 7 cartes BLS affectées sur 1152 au total. Une représentation graphique d'un événement présentant ce problème est montré sur la figure 5.2, où on distingue une rangée de tours présentant une énergie importante entre η égal 0 et η égal 1. Connaissant les tours affectées, l'énergie qu'elles contiennent et la proportion d'énergie qui est partagée, il est possible de corriger ce problème hors-ligne.

- Problème dit de la "tour 2" [143] : ce problème apparaît aussi au niveau de la lecture des cartes BLS. Pour les cartes BLS endommagées (30 sur 1152 au total), l'énergie des tours de la deuxième paire est perdue et à la place c'est l'énergie des tours de la première paire qui est lue une deuxième fois. Il n'est pas possible de corriger parfaitement ce problème. La méthode employée consiste alors à remplacer l'énergie par celle recueillie au niveau 1 de déclenchement.

- Problème dit de "l'anneau bruyant" [144, 145] : un certain nombre d'événements présentaient une énergie anormalement élevée et localisée dans les régions inter-cryostats (d'où la forme en anneau). Il a été observé que ces événements apparaissaient toujours en coïncidence avec le fonctionnement d'une machine à souder dans le hall expérimental. Des études ont montré qu'il y avait des contacts entre la masse du détecteur et la masse de la machine. Les événements présentant ce type de problème sont rejetés des analyses de physique.

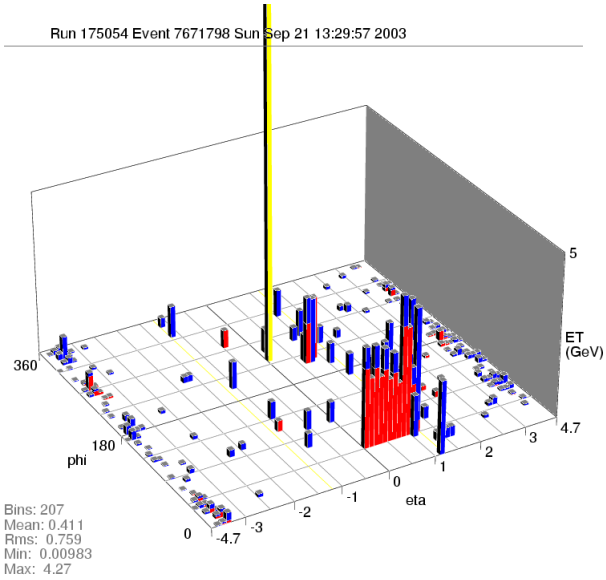


FIG. 5.2 : *Un événement présentant le problème de "l'énergie partagée" dans le plan* (η^{det}, φ).

- Problème dit du "bruit cohérent" [144] : l'origine de ce bruit est également inconnue. L'explication la plus probable à l'heure actuelle est la variation simultanée des piédestaux de toutes les cellules dans une ou plusieurs cartes ADC. Un événement présentant ce problème est représenté sur la figure 5.3. Ces événements sont identifiables hors-ligne et sont rejetés des analyses de physique.

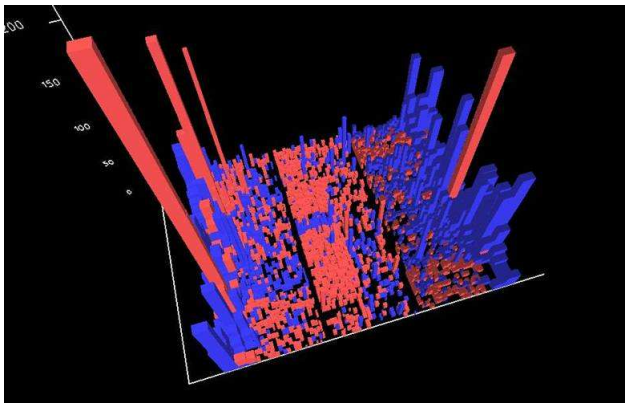


FIG. 5.3 : *Un événement présentant le problème du "bruit cohérent" dans le plan* (η^{det}, φ). *Nous y voyons un nombre important de cellules d'énergie supérieure à quelques dizaines de GeV avec en rouge (clair) les énergies positives et en bleu (foncé) les cellules d'énergie positive.*

- Problème dit du "bruit de midi" [144] : ce bruit, d'origine inconnue, affecte les quadrants 3, 4, 5 et 6. Son nom vient du fait qu'il apparaît le plus souvent vers midi. Il correspond à des grands dépôts d'énergie positive et négative. Les événements sont identifiés en calculant le taux d'occupation des cellules et sont rejetés des analyses de physique.

5.2.3 Traitement du bruit électronique

Le bruit électronique est réduit, dans un premier temps, en rejetant les cellules ayant un signal inférieur à $2.5\ \sigma$ en valeur absolue, ce qui signifie que les cellules d'énergie négative ne sont pas toutes rejetées. La valeur 2.5 a été choisie car c'est un bon compromis entre une réduction du bruit électronique maximale et une réduction du signal physique minimale.

Au début de Run II, le seuil à $2.5\ \sigma$ a d'abord été appliqué en-ligne. L'hypothèse que ce seuil soit trop élevé et puisse détériorer la résolution en énergie des objets a ensuite été émise (ceci est basé par exemple sur l'observation de la résolution en énergie des jets). Il a donc été réduit à $1.5\ \sigma$. Il s'est avéré par la suite que cette nouvelle valeur était beaucoup trop basse et laissait passer trop de bruit. Ceci est illustré sur la figure 5.4 avec un exemple concernant les jets. Sur cette figure, la distribution de la différence en impulsion transverse entre deux jets reconstruits au même endroit dans le calorimètre central ($|\eta^{det}| < 0.8$) avec deux cônes de rayons différents ($R_{cone} = 0.5$ et $R_{cone} = 0.7$), pour une suppression du bruit électronique à $2.5\ \sigma$ (en rouge/clair) et à $1.5\ \sigma$ (en noir/foncé) est représentée. Les jets correspondant aux deux tailles de cônes sont associés en demandant que leur distance en ΔR soit inférieure à 0.1. La différence des moyennes des deux distributions est une mesure de l'augmentation moyenne de l'énergie dans l'anneau de rayon intérieur égal à 0.5 et extérieur égal à 0.7 lorsque le seuil passe de $2.5\ \sigma$ à $1.5\ \sigma$. D'après la figure, nous voyons que l'augmentation est d'environ 1.7 GeV/c. Cette énergie comprend a priori à la fois du bruit électronique et de la vraie énergie. Afin d'estimer les proportions relatives de ces deux contributions, nous avons fait le même exercice en demandant cette fois que les deux cônes soient associés à un objet électromagnétique. Les gerbes électromagnétiques étant beaucoup plus étroites que les gerbes hadroniques (une gerbe électromagnétique dépose typiquement de l'énergie dans seulement deux tours voisines l'une de l'autre), l'énergie supplémentaire dans l'anneau est uniquement due au bruit électronique. Nous trouvons dans ce cas une augmentation d'environ 1.5 GeV/c [146]. Nous en concluons que le bruit est augmenté d'environ 1.5 GeV/c alors que le signal n'est augmenté que de $1.7 - 1.5 = 0.2$ GeV/c environ dans l'anneau de rayon intérieur égal à 0.5 et extérieur égal à 0.7 (ce qui représente environ 70 tours).

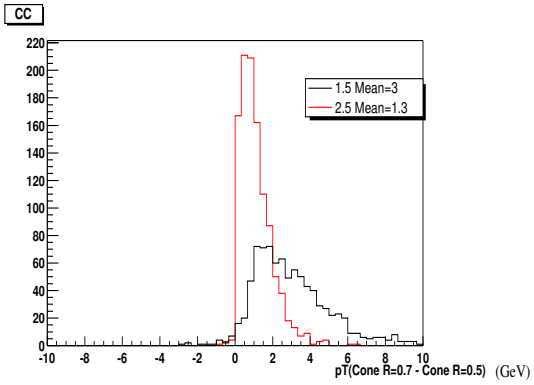


FIG. 5.4 : *Distribution de la différence en impulsion transverse pour un même jet reconstruit, dans le calorimètre central ($|\eta| < 0.8$), avec deux cônes de rayons différents (R_{cone} =0.5 et R_{cone} =0.7) pour une suppression du bruit électronique à 2.5 σ (en rouge/clair) et à 1.5 σ (en noir/foncé).*

Une étude indépendante a montré que pour des seuils inférieurs à $2\ \sigma$, l'énergie transverse manquante n'est pas proportionnelle à la racine carrée de l'énergie transverse scalaire, ce qui signifie que les données sont dominées par le bruit [96]. Il a donc été réappliqué une coupure à $2.5\ \sigma$ hors-ligne cette fois-ci, c'est-à-dire au moment de la reconstruction (les données sont toujours enregistrées sur bande avec le seuil à $1.5\ \sigma$).

L'application d'une coupure avec un seuil constant en nombre de σ est cependant loin d'être optimale. Dans l'hypothèse d'un bruit gaussien, une coupure à $2.5\ \sigma$ rejette en moyenne environ 99% des cellules bruyantes. Le 1% qui reste, étant donné le grand nombre de cellules dans le calorimètre de DØ (environ 50000) et l'énergie relativement grande correspondant à ce seuil, peut créer des faux objets ou dégrader les propriétés des vrais objets. Il n'est pas souhaitable d'augmenter le seuil car il s'en suivrait une perte trop importante de signal et donc une perte en résolution. De plus, une suppression avec un seuil constant n'utilise pas toute l'information disponible pour essayer de distinguer le signal du bruit dans une cellule donnée, par exemple grâce à l'information des cellules voisines. Un algorithme visant à réduire l'effet du bruit électronique de manière plus intelligente a donc été proposé [147] : l'algorithme T42 qui sera présenté en 5.4.

Avant de passer à la description de l'algorithme T42 et de l'effet qu'il a sur les objets physiques, nous allons décrire un traitement spécial du bruit au niveau de la reconstruction des jets qui a été mis en place dans le cadre de cette thèse. La raison pour laquelle nous commençons par décrire ce traitement est double. Tout d'abord, il a constitué la première modification réduisant le nombre de jets de bruit (voir section 5.3.1) dans le calorimètre de manière significative. Ensuite, les études portant sur l'influence du bruit sur la reconstruction des jets et ayant conduit à ce traitement ont permis d'avoir une meilleure compréhension du bruit dans le calorimètre et ont donc servi à la mise en place de l'algorithme T42.

5.3 Traitement du CH lors de la formation des pré-amas

Un des problèmes les plus importants auquel était confrontée l'expérience DØ au début du Run II était la présence dans les données de jets de bruit. Les jets de bruit sont des amas reconstruits par l'algorithme de reconstruction des jets (voir section 4.6.1) constitués pour tout ou en partie de cellules de bruit. Les études que nous avons réalisées ont permis de localiser les régions du calorimètre à l'origine de ces "mauvais" jets et de mettre en place un traitement visant à réduire leur nombre. Ce traitement est décrit dans cette partie.

5.3.1 Les jets de bruit

La présence de jets de bruit est visible en comparant les distributions des jets reconstruits dans des événements de biais minimum et dans des événements passant le niveau 3 du système de déclenchement. En effet, les événements de biais minimum correspondent, la plupart du temps, à des processus inélastiques déposant l'essentiel de l'énergie près de l'axe des faisceaux et sont donc dominés par le bruit dans le reste du détecteur. Les événements passant le niveau 3 de déclenchement sont par contre dominés par du vrai signal. Quelques variables montrant des différences importantes entre ces deux types de jets sont représentées sur la figure 5.5.

Une caractéristique très intéressante des jets de bruit est qu'ils sont localisés, pour la plupart, à des $|\eta^{det}|$ proche de 1 (voir figure 5.5-b), ce qui correspond aux zones inter-cryostats du détecteur DØ. Ceci est surprenant car c'est la zone la moins instrumentée du détecteur. Il doit donc s'agir d'un bruit présent dans un nombre réduit de couches du calorimètre et de fait assez important pour pouvoir être reconstruit par l'algorithme de cône. Notons que le bruit est plus important dans la zone nord que dans la zone sud. Ce bruit n'est par contre pas localisé en φ comme semble l'indiquer l'uniformité approximative de la distribution sur la figure 5.5-c. Cela serait donc un problème concernant non pas une cellule mais un certain type de cellules se trouvant à $|\eta^{det}|$ environ égal à 1.

La distribution de la fraction d'impulsion transverse dans les couches hadroniques grossières (chf) des jets de bruit et des vrais jets est montrée sur la figure 5.5-e. Le fait que chf soit beaucoup plus grand pour les jets de bruit semble indiquer que le problème vient des couches CH et plus particulièrement de la partie externe des calorimètres bouchons (OH) puisque les jets se trouvent dans les régions inter-cryostats (voir section 3.2.3.2). Des études antérieures ont montré que le signal mesuré en GeV correspondant au bruit électronique dans les cellules des couches CH est plus grand que dans les autres couches. La différence est encore plus importante pour les cellules OH. Il y a deux explications à cela. Tout d'abord, les cellules CH ont une capacité électronique plus grande (car les plaques de lectures sont plus grandes). Ceci se traduit par un nombre de coups d'ADC plus élevé. Ensuite, le rapport d'échantillonnage (voir équation 3.8) est plus faible pour les cellules CH et le bruit est donc multiplié par un facteur plus important. Ces deux effets, combinés, produisent des piédestaux très larges dans les couches CH. L'écart quadratique moyen σ peut correspondre à des énergies proches de 750 MeV pour les cellules les plus bruyantes. Cette explication n'est, à elle seule, pas suffisante pour expliquer la présence de jets de bruit, car dans l'hypothèse d'un bruit gaussien, une cellule de 750 MeV n'est a priori pas suffisante pour créer un amas assez énergétique pour passer les seuils en impulsion transverse lors de la reconstruction des jets. Cependant, le fait que les mauvais jets proviennent justement de bruit dans le CH est peut-être la signature d'un autre problème, qui, couplé aux grande fluctuations, produit des énergies élevées. Cela pourrait être par exemple des queues non gaussiennes dans les distributions des piédestaux des cellules CH.

La figure 5.5-f montre une autre propriété intéressante des jets de bruit qui est que leur énergie est répartie de manière plus uniforme à l'intérieur du cône. Ceci est conforme à l'image intuitive qu'on peut avoir d'un jet de bruit par rapport à un vrai jet, pour lequel la densité d'énergie diminue quand on s'éloigne du centre du cône. Cette plus grande uniformité a une conséquence directe sur le nombre de *merge* subi par les jets de bruit. En effet, la fraction d'énergie partagée entre deux proto-jets aura tendance à être plus grande pour les jets de bruit et donc le nombre de *merge* sera lui aussi plus grand. Ceci est visible sur la figure 5.5-d.

L'impulsion transverse corrigée des jets reconstruits dans les événements de biais minimum est représentée sur la figure 5.5-a. Cette impulsion est relativement petite, mais néanmoins plus grande que celle à laquelle on pourrait s'attendre s'ils n'étaient fait que de bruit. En effet, un cône de rayon égal à 0.5 comprend 75 tours, soit environ 750 cellules. En moyenne 7-8 cellules passent la suppression à $2.5\ \sigma$, ce qui est trop peu pour créer une impulsion transverse de 18 GeV/c après correction en énergie. Ceci est certainement lié au fait que, d'une part, une partie de l'énergie des processus inélastiques se trouve dans le cône, et d'autre part, que le nombre de *merge* est grand et donc les jets ne sont pas coniques et comprennent plus de tours qu'un cône de rayon R_{cone} égal à 0.5 (voir figure 5.5-g).

La présence de jets de bruit nuit beaucoup aux analyses de physique. C'est pourquoi un traitement de la partie hadronique grossière, encore appelé "traitement CH", a été mis en place dans l'algorithme de reconstruction des jets.

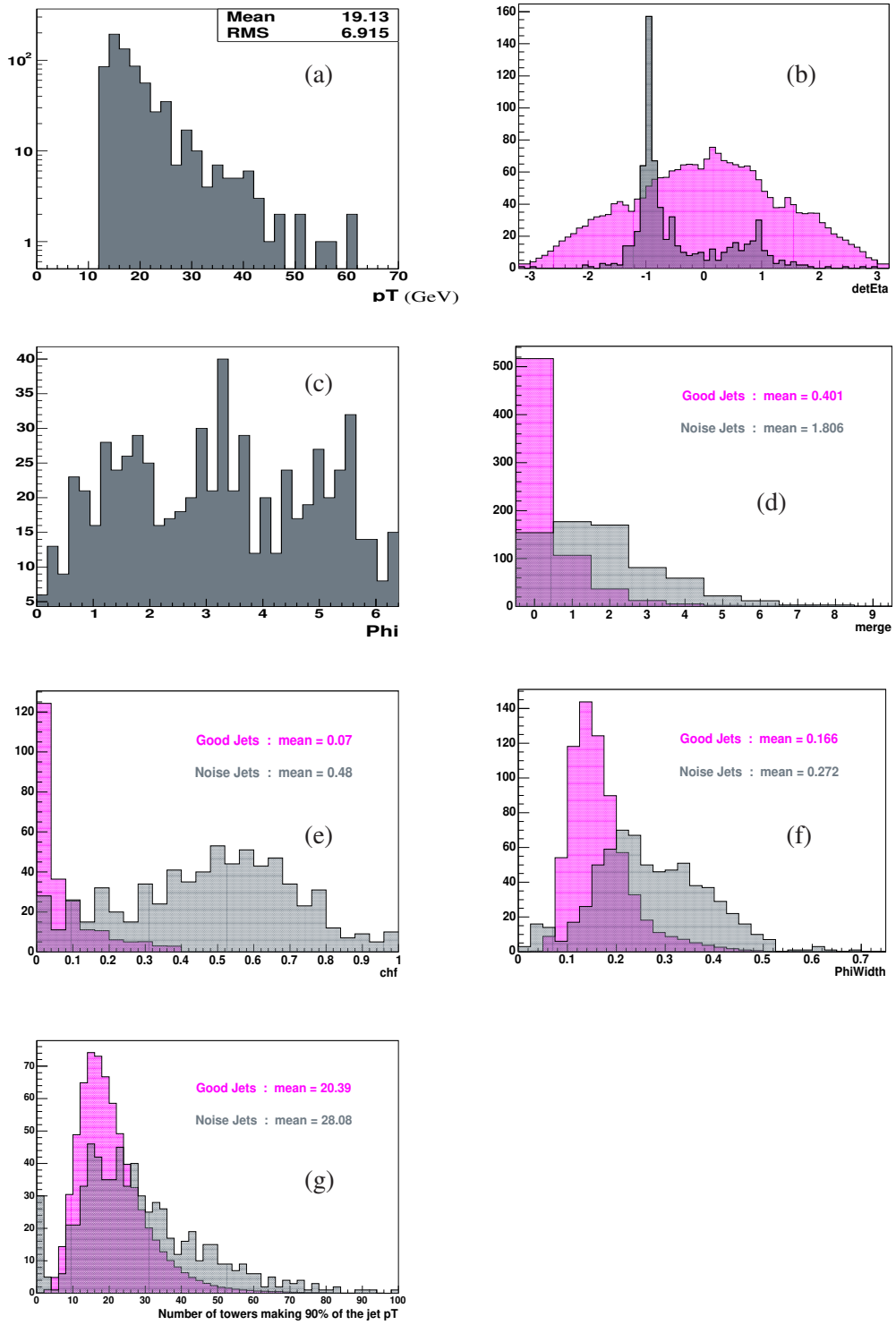


FIG. 5.5 : *Propriétés des jets de bruit : a) impulsion transverse, b) η^{det}, c) φ, d) nombre de merge, e) fraction d'impulsion transverse dans les couches CH, f) largeur en φ, définie par $\sqrt{<\varphi^2> - <\varphi>^2}$, où les moyennes sont des moyennes des φ des tours à l'intérieur des jets pondérées par leurs impulsions transverses, g) nombre de tours portant 90% de l'énergie transverse du jet. Les histogrammes roses représentent les propriétés des bons jets. Ils ont été obtenus sur un lot multijet dans lequel les coupures de qualités décrites en 4.6.4 ont été appliquées. Les normalisations sont arbitraires.*

5.3.2 Description du traitement CH

La première proposition pour réduire le nombre de jets de bruit a été de ne pas inclure les cellules des couches CH dans les tours utilisées par l'algorithme de cône. Ce traitement est, cependant, trop radical car, dans les régions inter-cryostats, il y a très peu de longueurs d'interaction dans les couches électromagnétiques et hadroniques fines pour absorber l'énergie des jets. Il pourrait s'ensuivre une réduction de l'efficacité de reconstruction dans cette région. La solution qui a été proposée est de garder les cellules des couches CH lors de la reconstruction mais de les rejeter au moment de la formation des graines (pré-amas) si elles ont une énergie trop grande. Cette modification correspond à la première boite en pointillé sur la figure 4.9. Les cellules de la couche *massless gap* dans les cryostats bouchons (ECMG) sont traitées de la même manière car elles présentent également un bruit relativement élevé. En pratique, l'effet principal vient des cellules CH.

Plus précisément, le traitement consiste à regarder, pour chaque tour passant la coupure à 500 MeV/c, si la cellule la plus énergétique est dans une couche CH ou dans l'ECMG. Si c'est le cas, l'énergie transverse de la cellule est soustraite à l'impulsion transverse de la tour. La coupure à 500 MeV/c est ensuite appliquée de nouveau sur l'impulsion transverse de la tour corrigée. Ceci revient à rejeter les cellules les plus bruyantes lors du choix des tours autour desquelles les pré-amas sont construits mais pas lors de la reconstruction des pré-amas et des proto-jets. L'effet de cette modification sur la reconstruction des jets est décrit dans la section suivante.

A l'origine, seules les cellules dont l'énergie était plus petite que $n \times \sigma$, où n est un nombre constant, était considérées, c'est-à-dire étaient soustraites à la tour avant de re-tester son impulsion transverse. Les études ont montré que le rejet est maximal pour $n = 1000$ sans entraîner de perte de signal, ce qui est équivalent à ne pas tester leur énergie du tout, d'où la représentation simplifiée sur la figure 4.9.

5.3.3 Effet sur les jets

La validation de ce nouveau traitement consiste à tester qu'il a bien l'effet attendu, c'est-à-dire qu'il réduit le nombre de jets de bruit sans rejeter de jets physiques. Pour ceci, nous reconstruisons les mêmes événements avec et sans traitement CH et étudions les effets de la modification événement par événement. Les événements utilisés n'ont pas subi de sélection particulière et aucun critère de qualité sur les jets n'est appliqué.

Le traitement CH réduit la multiplicité d'environ 2.5% en moyenne. La figure 5.6 montre la distribution de la différence du nombre de jets par événement. Comme nous pouvons nous y attendre, la plupart des événements ont le même nombre de jets. Nous trouvons que 5.1% des événements ont plus de jets sans le traitement CH alors que 1.4% des événements ont plus de jets avec ce nouveau traitement. Ce deuxième chiffre peut paraître surprenant à première vue car nous nous attendons, naïvement, à ce que le nombre de jets soit réduit lorsque nous appliquons une coupure supplémentaire. En fait, comme nous le verrons par la suite, cette différence vient de l'étape *merging/splitting* qui fait que l'algorithme donne parfois des résultats difficiles à prévoir.

Pour étudier les propriétés des jets perdus ou gagnés avec le traitement CH, nous effectuons une association entre les jets reconstruits avec les deux versions de l'algorithme de cône. Un jet reconstruit sans le traitement CH est, par définition, perdu avec le traitement CH s'il est à plus de 0.5 en ΔR d'un jet reconstruit avec ce traitement. Inversement, un jet reconstruit avec le traitement CH est un nouveau jet s'il est à plus de 0.5 en ΔR d'un jet reconstruit sans le traitement CH.

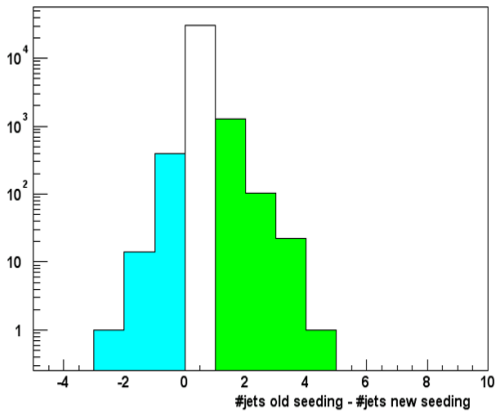


FIG. 5.6 : *Distribution de la différence de multiplicité dans les événements reconstruits sans et avec traitement CH :* $N_{jets}^{sans\ traitement\ CH} - N_{jets}^{avec\ traitement\ CH}$.

Intéressons-nous tout d'abord au cas où le traitement CH réduit le nombre de jets. La figure 5.7 montre les propriétés des jets perdus (histogrammes verts) et des jets trouvés avec les deux versions de l'algorithme (histogrammes jaunes). Les jets perdus présentent les mêmes propriétés que les jets reconstruits dans les événements de biais minimum : relativement faible impulsion transverse (environ 20 GeV/c, voir figure 5.7-a), principalement dans les régions inter-cryostats (figure 5.7-b) avec une asymétrie nord-sud identique et un nombre de *merge* très grand (figure 5.7-c). Ce sont donc vraisemblablement des mauvais jets. Notons que le fait que les pics à η environ égal à 1 soient plus large que ceux sur la figure 5.5 n'est pas surprenant car l'environnement est plus énergétique et aura donc tendance à étaler la distribution.

Afin de s'assurer que les jets perdus sont réellement des mauvais jets, nous effectuons une confirmation indépendante à l'aide du détecteur de trace. Nous reconstruisons des jets de traces grâce à un algorithme *simple cone* et nous effectuons une association en ΔR entre ces jets et les jets calorimétriques. Une coupure à 500 MeV/c est appliquée sur les traces autour desquelles les jets de traces sont formés. Seuls les jets de traces contenant au moins deux traces d'impulsion transverse supérieure à 200 MeV/c sont considérés. La figure 5.7-d montre la distance en ΔR entre chaque jet calorimétrique perdu avec le traitement CH et le jet de traces le plus proche. La grande majorité des jets calorimétriques sont à plus de 0.5 d'un jet de traces, ce qui renforce le résultat obtenu précédemment qui est que nous rejetons des jets de bruit.

Comme il a été dit précédemment, 1.4% des événements ont plus de jets une fois que le traitement CH est appliqué. Ceci correspond à des cas où l'étape de *splitting* dans l'algorithme de cône (voir section 4.6.1.5), en enlevant des tours aux proto-jets, réduit l'énergie de manière suffisante pour rendre l'impulsion transverse inférieure au seuil à 8 GeV/c. Considérons par exemple deux proto-jets, l'un étant un "vrai" jet et l'autre étant originaire d'un pré-amas construit autour d'une tour rejetée par le traitement CH, ayant des tours en commun. Le premier proto-jet subit un *split* sans traitement CH et peut voir ainsi son impulsion transverse réduite de manière significative. Les propriétés des nouveaux jets sont montrées sur la figure 5.8. Contrairement aux jets perdus, ils ne sont pas concentrés dans l'ICR et surtout ils sont pour la plupart très proches d'un jet de trace, ce qui montre que ce sont vraisemblablement des bon jets.

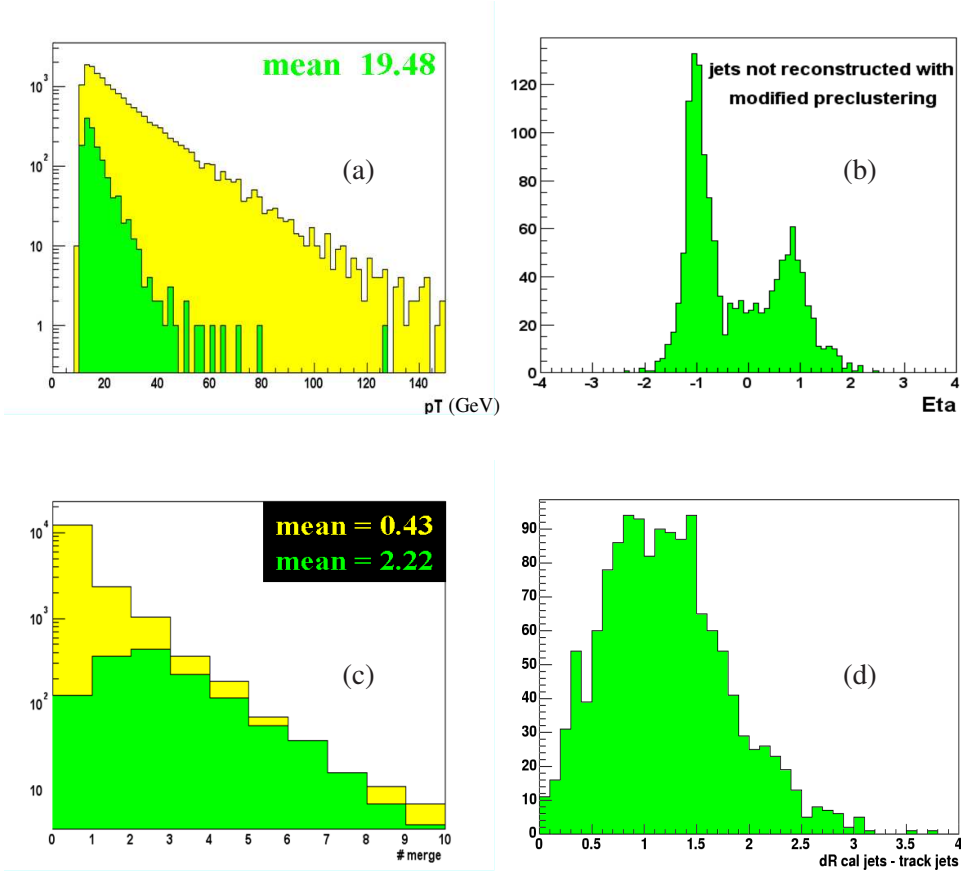


FIG. 5.7 : *Propriétés des jets rejetés par le traitement CH (histogrammes verts/foncés) et des jets trouvés dans les deux cas (histogrammes jaunes/clairs) : a) impulsion transverse, b) η^{det}, c) nombre de merge, d) distance au jet de trace le plus proche.*

Comme nous nous y attendons au vu du mécanisme que nous venons de présenter, les nouveaux jets ont une impulsion transverse petite.

La figure 5.9 montre la distribution en η^{det} des jets trouvés avec les deux versions de l'algorithme de cône. Il subsiste toujours un pic net dans la région inter-cryostat nord, ce qui semble indiquer qu'il reste encore des jets de bruit dans le calorimètre. Le nombre de jets dans le pic est sensiblement égal au nombre de jets rejetés dans cette région par le traitement CH (voir figure 5.7-b), nous en concluons donc que le traitement CH réduit le nombre de jets de bruit de moitié environ.

Afin d'améliorer encore plus la reconstruction des jets et la qualité des données calorimétriques en général, un algorithme de suppression "dynamique" du bruit électronique a été mis en place par le groupe du LPNHE : l'algorithme T42. La partie suivante est dédiée à une description de cet algorithme et de l'effet qu'il a sur les objets calorimétriques.

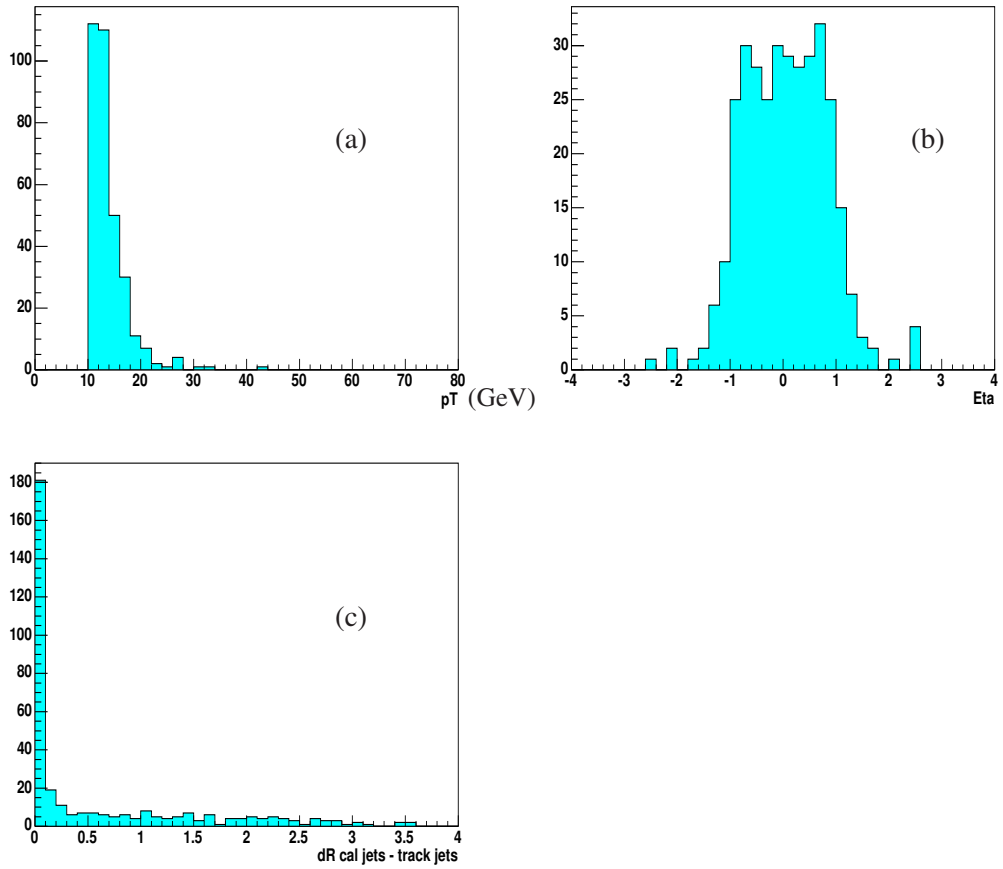


FIG. 5.8 : *Propriétés des nouveaux jets trouvés avec le traitement CH : impulsion transverse (a), η^{det} (b) et distance au jet de trace le plus proche (c).*

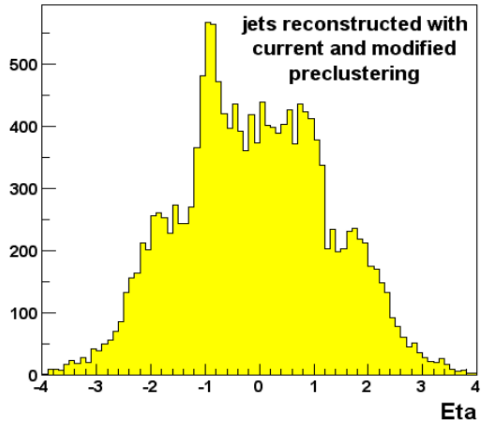


FIG. 5.9 : *Distribution en η des jets trouvés avec les deux versions de l'algorithme de cône (sans et avec traitement CH).*

5.4 L'algorithme T42

5.4.1 Description

L'algorithme T42 (pour *Threshold 4-2* σ) propose un traitement plus intelligent du bruit électronique dans le calorimètre que la simple suppression uniforme à $2.5\ \sigma$. Il a été conçu initialement à H1 et a été adapté à l'environnement du Tevatron [147].

Il intervient après la suppression de bruit à $2.5\ \sigma$ [1] et représente donc une étape supplémentaire dans la chaîne de traitement hors-ligne du calorimètre. Avec cet algorithme, une cellule ayant une énergie entre 2.5 et 4 σ est rejetée lorsqu'elle n'est pas voisine d'une cellule ayant un dépôt d'énergie supérieur à 4 σ. Par voisine nous entendons les 26 cellules entourant une cellule donnée. Le seuil à $4\ \sigma$ réduit grandement le nombre de cellules de bruit sélectionnées (une cellule d'énergie supérieure à $4\ \sigma$ a environ 0.006 % de chances d'être du bruit électronique, ce qui représente environ 3 cellules bruyantes par événement en moyenne, contre environ 1% pour $2.5\ \sigma$). Ce seuil n'a pas fait l'objet d'une optimisation dans DØ . Un traitement particulier est appliqué aux couches ne présentant pas de voisins ou lorsque la granularité change (comme dans la couche EM3 ou dans la région $|\eta^{det}| \geq 3.2$) [148].

A la différence de celui utilisé dans H1, l'algorithme dans DØ supprime aussi les cellules ayant une énergie négative. Les cellules d'énergie négative (sauf celles ayant une énergie inférieure à -4 σ) sont gardées dans H1 car un nombre important d'analyses (comme celles sur les fonctions de structures par exemple) s'intéressent à des variables inclusives construites à partir de sommes d'énergie sur toutes les cellules du calorimètre. La statistique est donc importante pour compenser les cellules de bruit d'énergie positive [147, 149]. Dans DØ , nous nous intéressons à des variables exclusives en reconstruisant des objets comme les jets par exemple. Un jet reconstruit par l'algorithme de cône de rayon égal à 0.5 contient 75 tours soit environ 750 cellules. En moyenne 7.5 cellules de bruit survivent la coupure à 2.5 σ, ce qui est trop peu pour espérer une compensation efficace des cellules de bruit d'énergie positive par les cellules de bruit d'énergie négative. De plus, il a été montré que les cellules d'énergie négative ont un effet très petit sur la reconstruction des jets [150] et de l'énergie transverse manquante [96]. L'effet est également supposé très faible sur les électrons, même si cela reste à vérifier.

Le seuil à $2.5\ \sigma$ correspond à des énergies relativement élevées : entre trente et quelques centaines de MeV suivant les couches. Il faut par conséquent être vigilant à ce que T42 ne supprime pas du signal, c'est-à-dire n'affecte pas les efficacités d'identification et ne réduise pas les résolutions en énergie des objets.

Le bruit électronique ne dépendant pas de l'énergie des objets dans un événement, son importance relative est plus faible pour les objets de grande énergie que pour les objets de basse énergie. Nous nous attendons donc à ce que l'influence de T42 soit petite à grande énergie.

Dans la suite de ce chapitre, les histogrammes remplis en bleu correspondent au cas où T42 n'est pas appliqué, ceux en rouge au cas où T42 est appliqué.

5.4.1.1 Réduction du nombre de cellules

La figure 5.10 montre l'effet de l'algorithme sur le nombre de cellules par événement dans un lot de données sans sélection d'événements (c'est-à-dire dans lequel tous les événements enregistrés en-ligne

[1] Il serait pour cette raison plus juste de l'appeler algorithme T42.5 !

sont considérés). Comme nous pouvons le constater, T42 entraîne une réduction importante du nombre de cellules. Il a été montré que dans la région où $|\eta^{det}|$ est inférieur à 3.2, le nombre de cellules rejetées par T42 correspond au nombre attendu venant du bruit entre 2.5 et 4 σ, en supposant une distribution gaussienne du bruit [151]. Dans la région où $|\eta^{det}|$ est supérieur à 3.2, le rejet est plus grand à cause des fragments des protons et antiprotons qui engendrent une activité proche du faisceau.

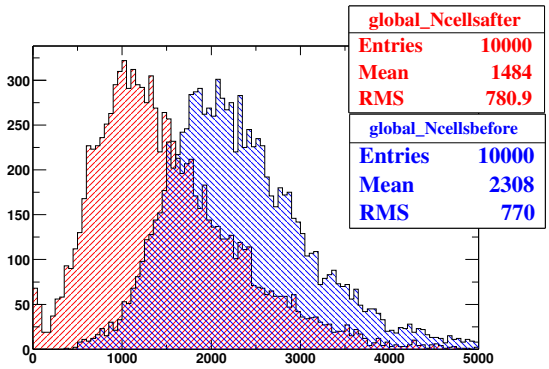


FIG. 5.10 : *Nombre de cellules par événement avec T42 (distribution de gauche) et sans T42 (distribution de droite).*

5.4.2 Effet sur les électrons

5.4.2.1 Effet sur les électrons de basse énergie

Des études sur des électrons de basse énergie provenant de J/ψ ont été réalisées en comparant exactement les mêmes événements reconstruits sans et avec T42 [152, 153]. Lorsque les mêmes coupures d'identification sont appliquées sur les candidats électromagnétiques, T42 augmente le signal mais aussi le bruit de fond. Ceci peut être compris du fait que T42 affecte les estimateurs utilisés pour la sélection (voir section 4.5.4) de la même façon pour le signal et le bruit de fond. Pour une même coupure, l'efficacité est plus grande avec T42 aussi bien pour le signal que le bruit de fond. Par exemple, emf est plus proche de 1 avec T42 car cet algorithme réduit (comme nous allons le voir dans la suite) le bruit dans les couches CH. Les études ont montré que si on change la position des coupures de telle sorte que l'efficacité pour le signal soit la même, alors celle pour le bruit de fond est plus faible lorsque T42 est appliqué. Il a aussi été montré que la résolution sur la masse est légèrement améliorée. Ceci est illustré sur la figure 5.11 où la résonance J/ψ est montrée dans deux cas : sans T42 et avec une coupure sur la matrice H à huit variables inférieure à 75 (à gauche) et avec T42 et une coupure sur la matrice H inférieure à 24.

5.4.2.2 Effet sur les électrons de grande énergie

L'influence de T42 est étudiée, à plus grande énergie, sur les électrons provenant de la désintégration du boson Z. La figure 5.12 montre la résonance Z sans T42 (à gauche) et avec T42 (à droite). La distribution est ajustée par la somme d'une droite (bruit de fond) et d'une convolution entre une gaussienne et une distribution de Breit-Wigner (pour le signal). La résolution est la même dans les deux cas, ainsi que la masse.

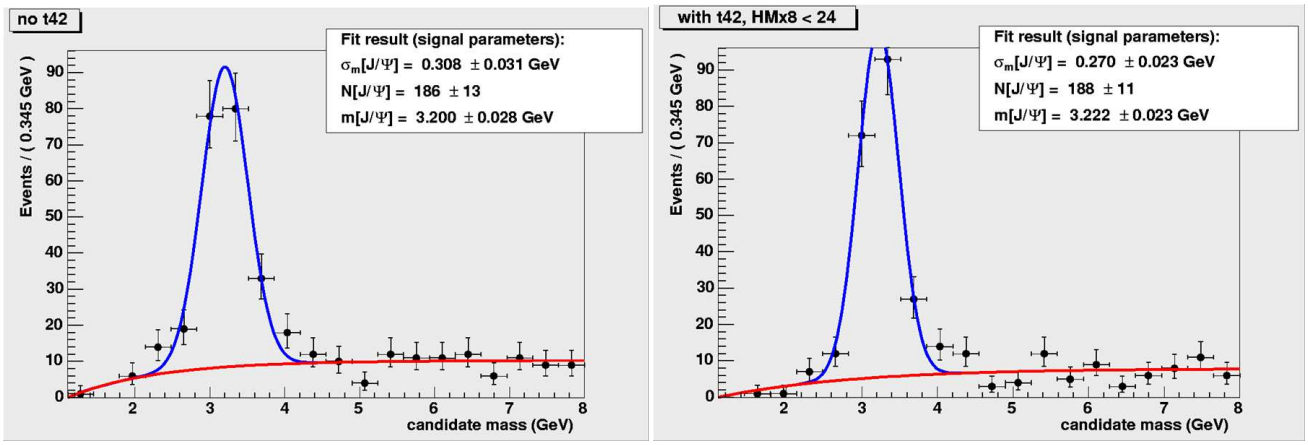


FIG. 5.11 : *Masse invariante de paires e^+e^- de basse énergie sans T42 (à gauche) et avec T42 (à droite) montrant la résonance du J/ψ. Une coupure sur la matrice H à huit variables inférieure à 75 est appliquée sans T42 alors qu'une coupure à 24 est appliqué avec T42.*

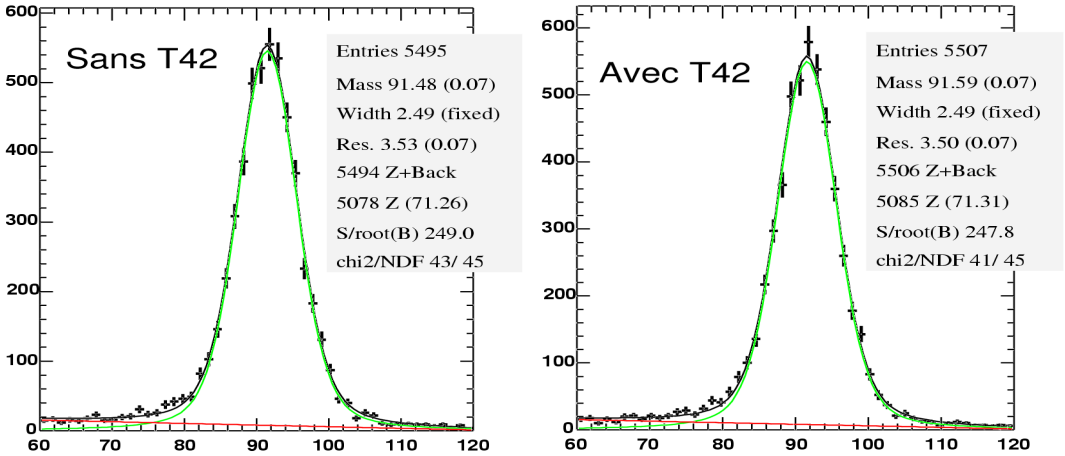


FIG. 5.12 : *Masse invariante de paires e^+e^- de grande énergie sans T42 (à gauche) et avec T42 (à droite) montrant la résonance du Z.*

5.4.3 Effet sur les jets

Comme nous l'avons dit dans la section 5.3.1, un certain nombre de jets de bruit sont présents dans les données. Le bruit vient principalement des couches hadroniques grossières pour lesquelles le bruit électronique est beaucoup plus élevé que pour les autres couches. Nous nous attendons donc à ce que T42 ait un effet important sur la reconstruction des jets. Comme pour les électrons, l'effet doit cependant être comparativement plus faible pour des jets de grande énergie.

5.4.3.1 Propriétés globales des jets sans et avec T42

Les premières études ont été effectuées sur des données réelles passant la condition de déclenchement 4JT10 au niveau 3. Cette condition demande qu'il y ait au moins 4 jets de rayon 0.5 reconstruits au niveau 3 et que la somme de leurs impulsions transverses soit supérieure à 100 GeV/c. L'avantage d'une telle sélection est de produire des événements à grande multiplicité de jets et ainsi de fournir une statistique importante en nombre de jets. La multiplicité est montrée sur la figure 5.13 sans et avec T42. Nous

voyons d'ores et déjà que l'effet de T42 est grand puisque le nombre de jets est réduit d'environ 10% sur ce lot de données.

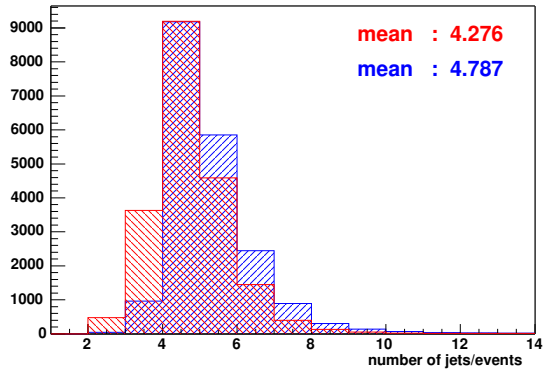


FIG. 5.13 : *Distribution de la multiplicité avec T42 (à gauche) et sans T42 (à droite) dans un lot de données multijet.*

La figure 5.14 montre les distributions en η^{det} et en φ des jets. η^{det} est nettement plus régulier et ne présente plus les pics dans les régions inter-cryostats (voir figures 5.5-b), ce qui correspond à l'effet auquel on s'attend au vu des observations faites dans la section 5.3. T42 réduit aussi en partie les irrégularités en φ.

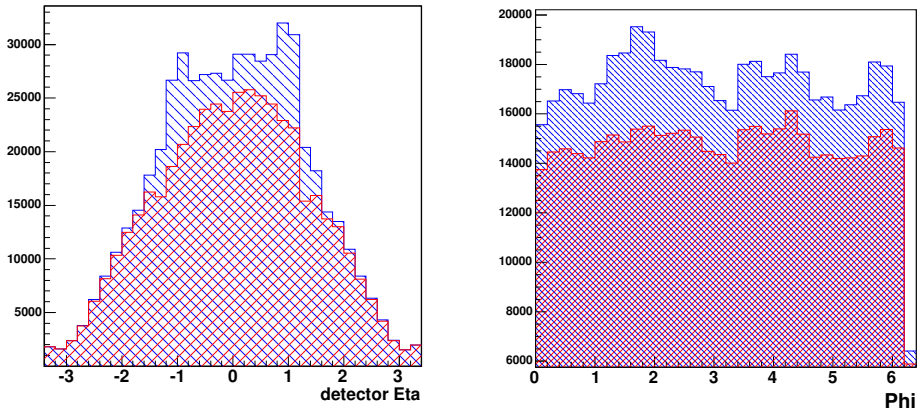


FIG. 5.14 : *Distributions en η^{det} (à gauche) et φ (à droite) des jets avec et sans T42. .*

Les distributions du nombre de *merge* ainsi que des variables d'identifications emf, chf et $n90$ (voir section 4.6.4) sont montrées sur la figure 5.15. Nous observons les mêmes comportements que ceux observés avec le traitement CH : les jets subissent moins de *merge* lorsque T42 est appliqué et ont une fraction d'énergie dans les couches CH plus faible. Notons que l'effet est quasiment nul pour les jets n'ayant pas subi de *merge*, c'est-à-dire les jets supposés très propres. Ceci est compatible encore une fois avec le fait que T42 réduise le nombre de jets de bruit. Les efficacités des coupures d'identification sont données dans la table 5.1. Elles ont été obtenues sur un lot d'événements photon+jets dans lequel seuls les jets dos à dos avec le photon (ΔR(jet,photon) > 3) sont considérés pour maximiser la présence de vrais jets par rapport aux jets de bruit. Les deux variables montrant les plus grandes différences lorsque T42 est appliqué sont chf et emf. L'optimisation de ces coupures avec T42 est certainement un point

important à aborder dans le futur (notamment la coupure supérieure sur emf qui réduit l'efficacité de manière importante).

	sans T42	avec T42
$0.05 < emf < 0.95$	0.971 ± 0.008	0.947 ± 0.008
$n90 > 1$	0.999 ± 0.008	0.997 ± 0.008
$chf < 0.4$	0.974 ± 0.008	0.983 ± 0.008
$hotf < 10$	0.994 ± 0.008	0.993 ± 0.008

TAB. 5.1 : *Efficacités des coupures d'identification avec et sans T42.*

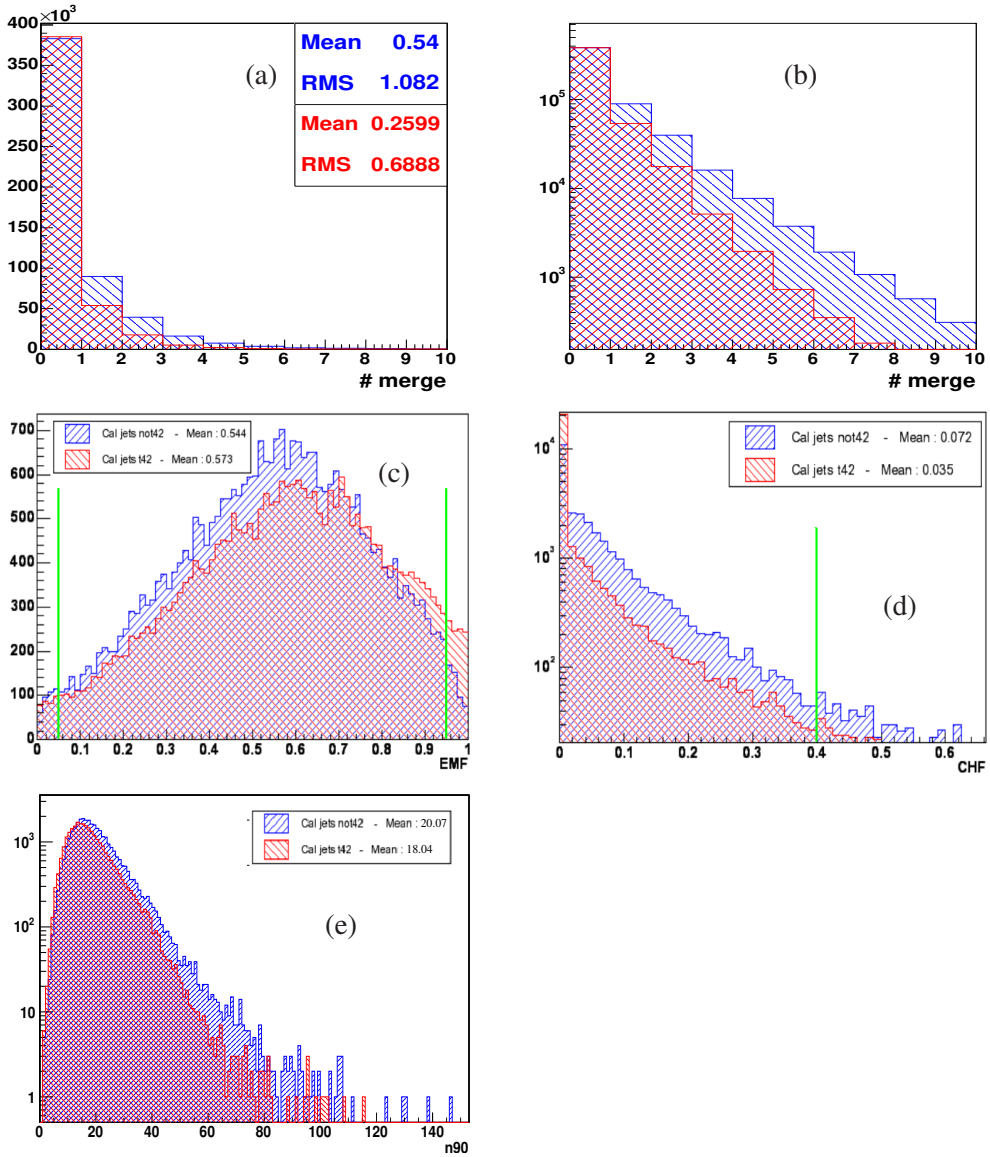


FIG. 5.15 : *Distribution du nombre de merge en échelle linéaire (a) et logarithmique (b) et distributions des variables d'identification emf (c), chf (d) et $n90$ (e) avec et sans T42.*

5.4.3.2 Influence de T42 sur la reconstruction des jets dans les données réelles

Comme nous venons de le voir, l'algorithme T42 réduit le nombre de jets de manière relativement importante. La figure 5.16 montre que cette réduction est essentiellement à faible impulsion transverse.

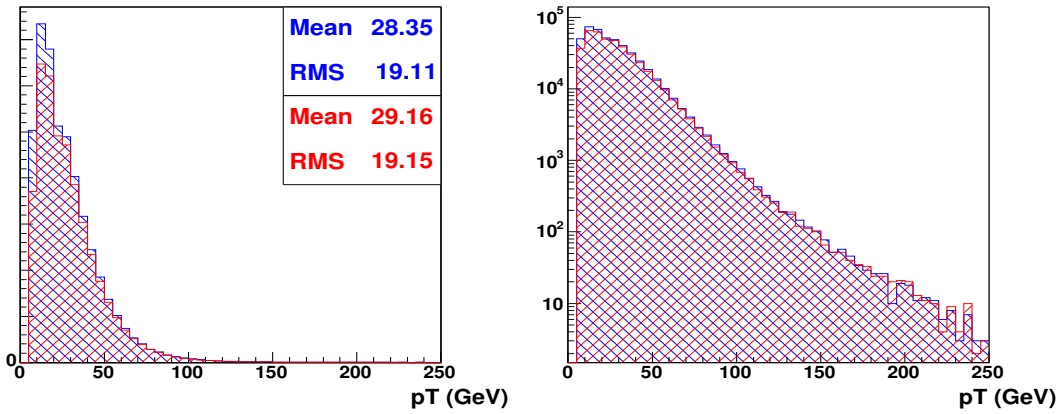


FIG. 5.16 : *Impulsion transverse des jets avec et sans T42 dans un lot de données multijet en échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite).*

Il y a deux explications à cela :

1. Les jets trouvés avec T42 sont moins énergétiques. Une plus grande fraction va donc être rejetée par la coupure à 8 GeV/c dans `d0reco`. La figure 5.17 montre la différence d'impulsion transverse moyenne entre deux jets reconstruits au même endroit du détecteur avec et sans T42 en fonction de l'impulsion transverse du jet reconstruit sans T42. Les jets sont associés en demandant que la distance entre le jet trouvé sans T42 et le jet le plus proche trouvé avec T42 soit inférieure à 0.5 en ΔR.

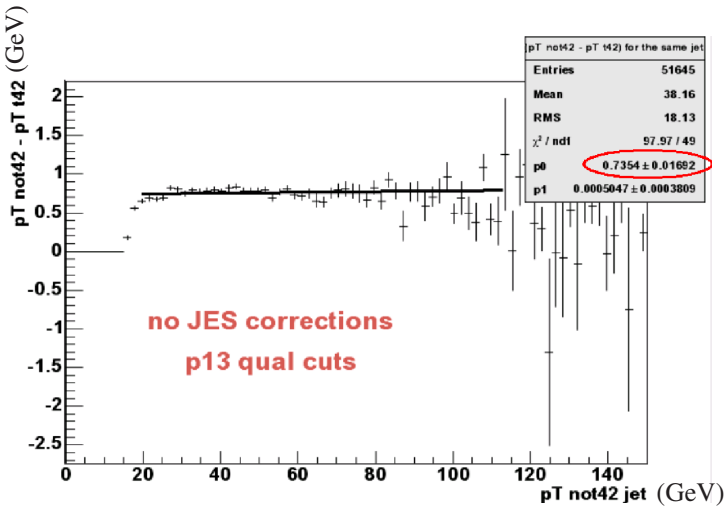


FIG. 5.17 : *Différence d'impulsion transverse pour un même jet reconstruit sans T42 et avec T42 en fonction de l'impulsion transverse du jet reconstruit sans T42.*

L'impulsion transverse perdue par les jets ne dépend pas de l'énergie transverse et vaut en moyenne 700 MeV/c environ. Le fait qu'il n'y ait pas de variations en fonction de l'impulsion transverse est consistant avec l'hypothèse de suppression de bruit électronique. La forme à basse impulsion

transverse est due à un biais lors de la sélection des jets qui sont inclus dans la figure. En effet, seuls les jets ayant une impulsion transverse supérieure à 15 GeV/c avec et sans T42 sont considérés. Par conséquent, si le jet reconstruit sans T42 a une impulsion transverse proche de 15 GeV/c, alors l'impulsion transverse du jet reconstruit avec T42 sera elle aussi proche de 15 GeV/c et donc la différence tend vers 0. Nous constatons aussi qu'il existe des jets pour lesquels l'impulsion transverse est plus grande avec T42 que sans T42. Ceci est lié soit à la présence de cellules d'énergie négative soit au fait que le jet reconstruit avec T42 a subi plus de *merge* (ou moins de *split*) et donc englobe plus de tours. Une étude similaire a été effectuée sur des événements simulés et une valeur de 700 MeV/c a également été obtenue [154]. Nous trouvons cependant sur cette simulation qu'en moyenne 400 MeV/c sont dus à l'énergie associée aux événements de biais minimum. T42 supprime donc apparemment un peu de signal.

2. T42 supprime les cellules qui auraient été à l'origine de faux jets (qui sont de basse énergie comme le montre la figure 5.5-a).

Afin de s'assurer que T42 n'affecte pas la reconstruction à grande énergie, un lot de jets reconstruits sans T42 et d'impulsion transverse supérieure à 25 GeV/c (après correction en énergie) est sélectionné dans le même lot de données multijet utilisé jusqu'à présent. Aucun critère de qualité n'est appliqué pour éviter les biais car, comme nous l'avons vu, T42 change les distributions des variables d'identifications. Un lot très pur en vrais jets est obtenu en demandant que chaque jet soit associé à au moins un jet de trace ($\Delta R \leq 0.5$). On dénombre au total 17725 jets satisfaisant ces conditions et seulement 160 d'entre eux ne sont pas trouvés par T42 (soit environ 0.9%) (un jet est trouvé avec T42 s'il est à moins de $\Delta R = 0.5$ du jet testé). Nous avons trouvé trois explications à cette différence [155] :

1. Effet de seuil pour des événements bruyants : nous avons étudié individuellement un grand nombre d'événements et avons constaté que pour un certain nombre d'entre eux, le bruit permet à des jets de faible énergie de passer le seuil à 8 GeV/c au niveau de la reconstruction, puis de passer la coupure à 25 GeV/c (après correction) sans T42, alors qu'ils ne passent pas le seuil à 8 GeV/c avec T42.

2. Effet de *merging/splitting* : L'étape de *merging/splitting* dans l'algorithme de cône (voir section 4.6.1.5) est très sensible au bruit. L'application de T42 change, pour une grande partie des 160 événements, le résultat de cette étape. Un exemple est montré sur la figure 5.18 où l'énergie des tours en fonction de η^{det} et φ^{det} (à gauche) et la position des jets trouvés par l'algorithme de cône en fonction de η et φ (à droite) avec T42 (en haut) et sans T42 (en bas) sont représentées. Lorsque T42 n'est pas appliqué, l'algorithme de cône reconstruit quatre jets alors que trois seulement sont trouvés avec T42. Parmi ces jets, deux sont trouvés dans les deux cas. Les nombres de *merge* et de *split* pour les jets qui diffèrent nous montrent que la situation était en fait la même avant *splitting/merging*, c'est-à-dire au niveau des proto-jets. T42 a probablement supprimé, en proportion, moins de cellules entre les deux proto-jets qu'à l'extérieur. Ce type de mécanisme semble être à l'oeuvre pour une bonne partie des 160 événements. En effet, environ 40% des jets qui ne sont pas trouvés avec T42 ($\Delta R \leq 0.5$) sont malgré tout relativement proches d'un jet trouvé avec T42 ($\Delta R \leq 1$) (voir figure 5.19 à gauche). Ils ont subi la plupart du temps au moins un *split* (voir figure 5.19 à droite), ce qui signifie qu'au lieu de trouver deux jets, nous n'en trouvons qu'un seul avec T42.

3. Problèmes liés au calorimètre : dans le lot de données étudié, nous avons trouvé quelques événements affectés par les problèmes liés au calorimètre décrits dans la section 5.2.2.

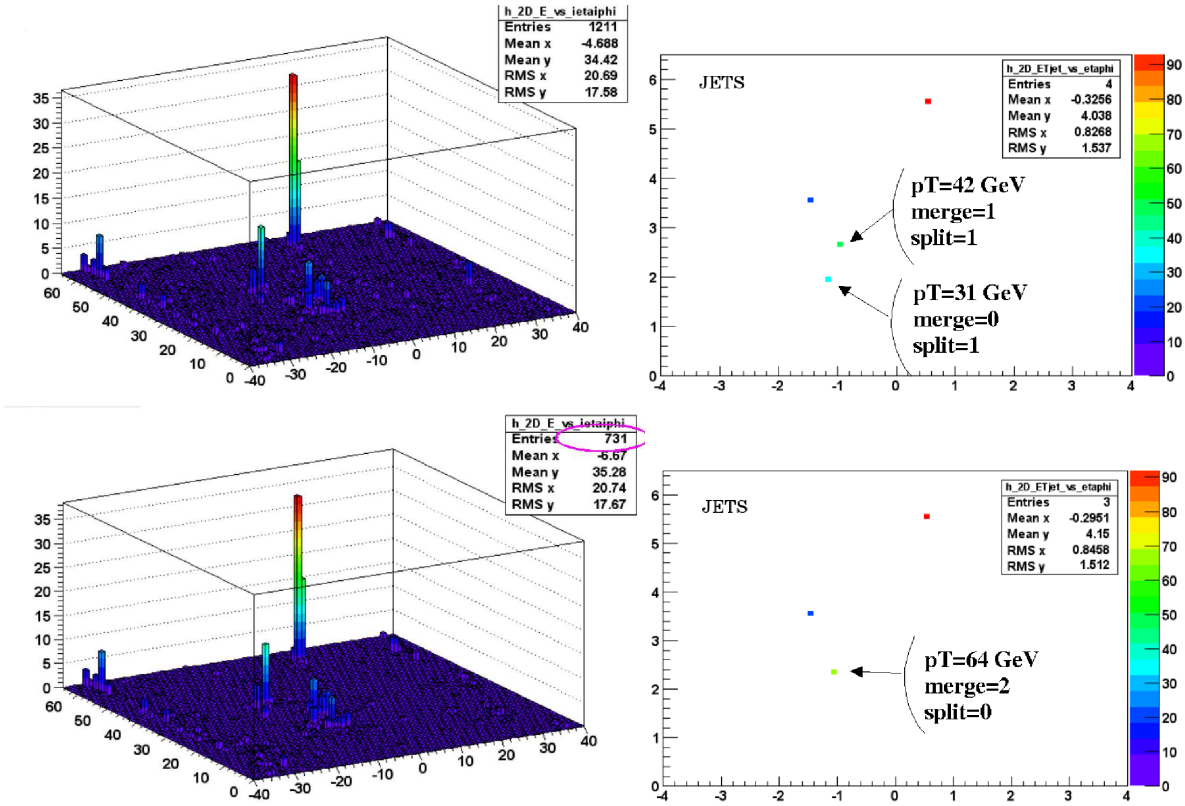


FIG. 5.18 : *Un événement pour lequel T42 change le résultat de l'algorithme de merging/splitting. Il est représenté à gauche l'énergie des tours en fonction de η^{det} et φ^{det} et à droite la position des jets trouvés par l'algorithme de cône en fonction de η et φ sans T42 (en haut) et avec T42 (en bas).*

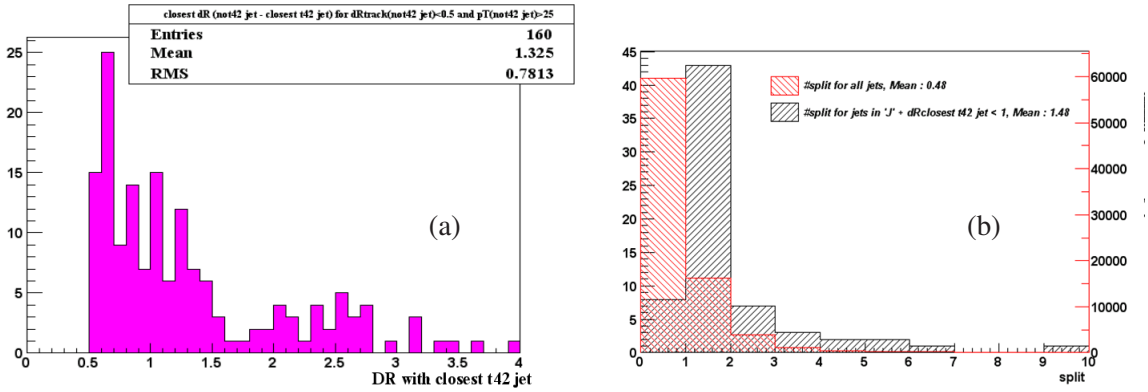


FIG. 5.19 : *Distribution de la distance entre le jet reconstruit sans T42 et le jet le plus proche reconstruit avec T42 lorsque $\Delta R > 0.5$ (a) et distribution du nombre de split pour les jets reconstruits sans T42 proches d'un jet reconstruit avec T42 ($0.5 < \Delta R < 1$ sur la figure a) et pour tous les jets dans le lot sans T42 (b).*

.

Les effets de T42 et du traitement CH lors de la reconstruction des jets (voir section 5.3) vont dans le même sens. Nous pouvons donc nous demander si ce dernier est toujours nécessaire lorsque T42 est appliqué. Nous avons trouvé que l'effet du traitement CH est faible après T42 [156]. Il est cependant toujours utile pour nettoyer des cellules ou régions chaudes localisées dans le CH et dans l'ECMG et

pour lesquelles T42 n'aide en rien (nous rappelons que T42 a été conçu pour réduire le bruit électronique qui est par nature aléatoire). Ceci est illustré sur la figure 5.20 où les distributions en φ des jets avec T42 et avec T42 plus traitement CH sont représentées. Le pic à φ égal à 0.7 présent sans le traitement CH est sûrement dû à une cellule chaude dans le CH ou dans l'ECMG ayant une énergie supérieure à $4\ \sigma$. Ce type d'effet, au départ imprévu, nous a conduit à appliquer à la fois T42 puis le traitement CH lors de la reconstruction hors-ligne du calorimètre.

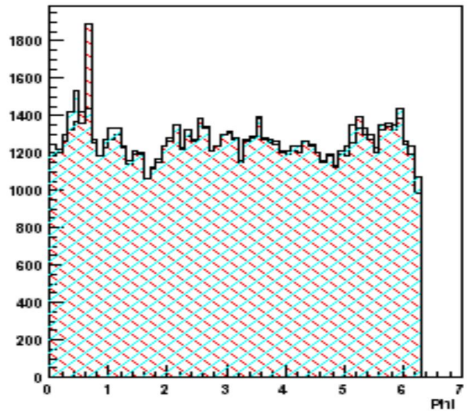


FIG. 5.20 : *Distribution en φ des jets lorsque T42 est appliqué sans (en rouge) ou avec (en bleu) le traitement spécial du CH dans la reconstruction des jets.*

En plus des études sur les données réelles présentées ci-dessus, des études basées sur la simulation ont également été réalisées. Nous avons en particulier cherché à déterminer l'influence de T42 sur l'efficacité de reconstruction des jets et sur leur résolution en énergie.

5.4.3.3 Efficacité de reconstruction des jets dans les données simulées

Comme nous l'avons dit, T42 réduit, en général, l'énergie des vrais jets et nous nous attendons donc à ce que l'efficacité de reconstruction soit plus faible pour une même valeur de coupure en impulsion transverse. Pour déterminer cette efficacité de reconstruction, nous avons pris des événements simulés QCD et associé les jets de particules aux jets calorimétriques en demandant que la distance en ΔR soit inférieure à 0.5. L'efficacité de reconstruction est représentée sur la figure 5.21. La courbe intermédiaire (bleue) est obtenue sans T42 et avec la valeur par défaut du seuil en impulsion transverse des jets dans `d0reco`, c'est-à-dire 8 GeV/c. La courbe inférieure est obtenue avec T42 et la même coupure à 8 GeV/c. T42 réduit l'efficacité de reconstruction d'environ 8 à 10% à petite impulsion transverse. Cette chute est assez problématique pour les analyses intéressées par les jets de petite impulsion transverse, en dessous de 15 GeV/c typiquement. Nous avons donc regardé ce qu'il en est avec une coupure à 6 GeV/c, toujours en appliquant T42. L'efficacité correspondante est la courbe supérieure (verte). L'efficacité augmente de plus de 10% à petite impulsion par rapport au cas où T42 n'est pas appliqué. D'autre part, il a été montré sur les données réelles que la baisse du seuil avec T42 n'entraîne pas une augmentation du nombre de jets de bruit [154].

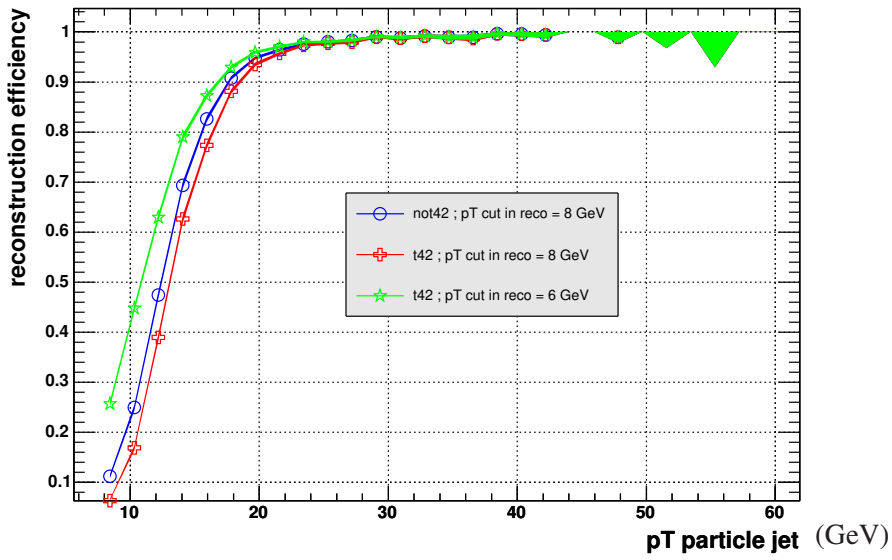


FIG. 5.21 : *Efficacité de reconstruction des jets dans trois cas : sans T42 et seuil à 8 GeV/c (au milieu) ; avec T42 et seuil à 8 GeV/c (en bas) ; avec T42 et seuil à 6 GeV/c (en haut).*

.

5.4.3.4 Résolution en énergie des jets

Les données simulées ont été également utilisées pour étudier la résolution en énergie des jets avec et sans T42. Comme pour l'étude sur l'efficacité de reconstruction, une association entre jets de particules et jets calorimétriques avec une distance ΔR égale à 0.5 est faite. La résolution est donnée par la largeur de la gaussienne ajustée sur la distribution de :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{E_{\text{jet de particules}} - E_{\text{jet calorimétrique}}}{E_{\text{jet de particules}}} \tag{5.1}$$

dans plusieurs intervalles en énergie (voir figure 5.22).

Il faut noter que pour des raisons de simplicité, la méthode employée ici n'est pas la même que celle utilisée dans le groupe *Jet Energy Scale*. En effet, nous ne nous intéressons pas à la valeur absolue de la résolution mais plutôt à son évolution avec T42. La résolution est montrée sur la figure 5.23. Nous observons une amélioration d'environ 6% à petite impulsion transverse (inférieure à 50 GeV/c) alors qu'elle est sensiblement la même à grande impulsion transverse. Des études ultérieures ont montré que l'effet de T42 sur la résolution en énergie des jets réels est faible [157].

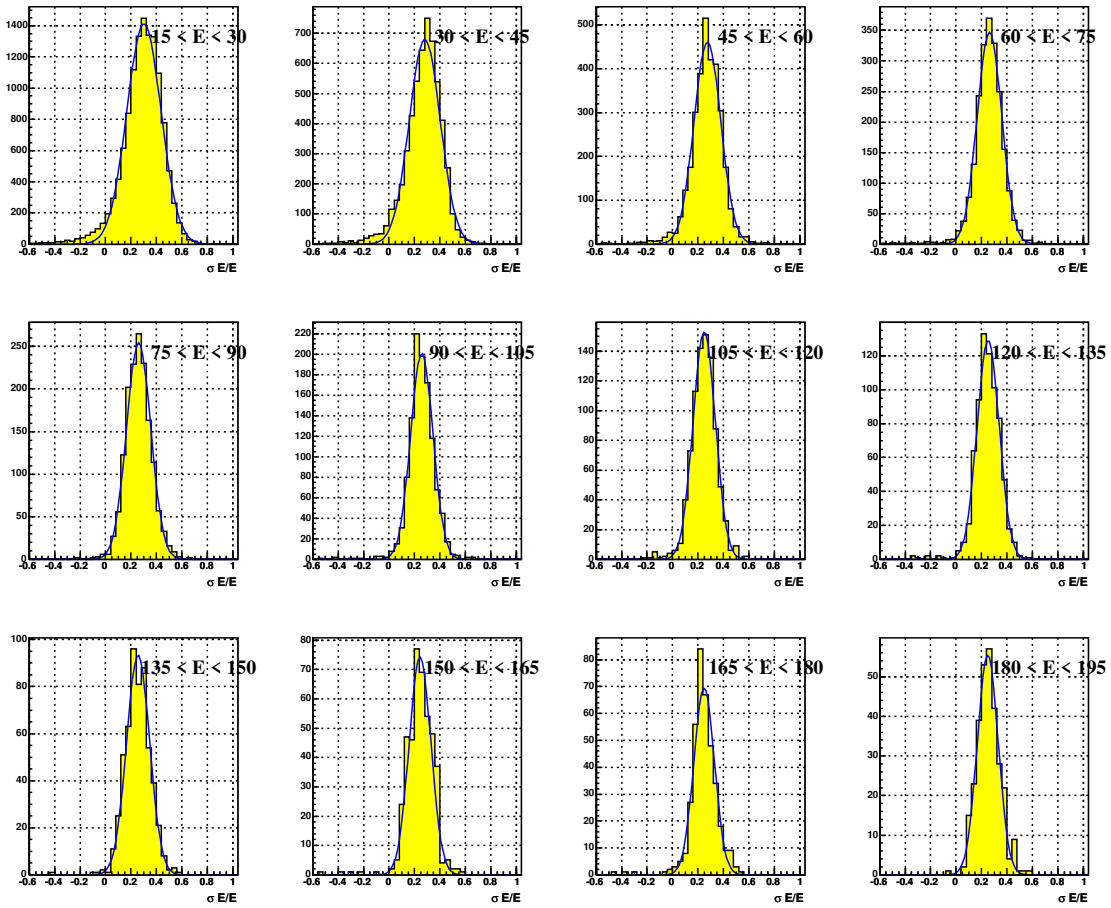


FIG. 5.22 : *Distribution de $\frac{\sigma_E}{E}$ dans différents intervalles en énergie.*

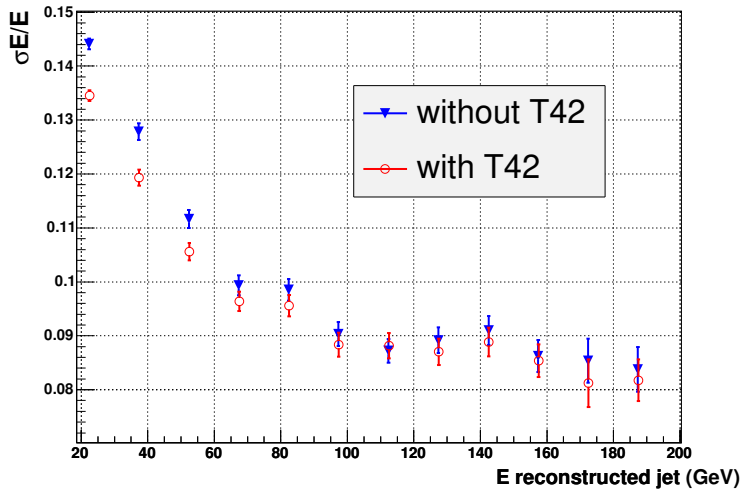


FIG. 5.23 : *Résolution en énergie des jets avec T42 (en bas) et sans T42 (en haut).*

5.4.4 Effet sur l'énergie transverse manquante

L'effet de T42 sur l'énergie transverse manquante a été étudié sur un lot de données n'ayant subi aucune sélection [153] et sur le lot multijets utilisé lors des études décrites précédemment (voir section 5.4.3.2). L'utilisation de ces deux lots de données est justifiée par le fait qu'ils contiennent très peu de neutrinos. L'énergie transverse manquante observée est par conséquent principalement liée à la résolution des objets calorimétriques et aux bruits dans le calorimètre.

La physique étant symétrique lors des transformations $x \rightarrow -x$ et $y \rightarrow -y$, les distributions des composantes suivant x et y de l'énergie transverse manquante doivent être centrées sur 0. Ces distributions sont représentées sur la figure 5.24 pour le lot multijets. Comme nous pouvons le constater, la distribution suivant l'axe x ne subit pas réellement d'amélioration lorsque T42 est appliqué, contrairement à la distribution suivant y pour laquelle la valeur moyenne est plus proche de 0.

Les cellules bruyantes dans le calorimètre ont tendance à créer des asymétries dans la répartition de l'énergie dans le plan transverse et donc de l'énergie transverse manquante artificielle. Comme T42 supprime beaucoup de ces cellules de bruit, l'énergie transverse manquante est réduite avec cet algorithme. L'énergie transverse manquante est aussi réduite si la résolution des objets calorimétrique est meilleure. Pour déterminer si elle est effectivement meilleure avec T42, nous comparons la significance, définie par $\not{E}_T/\sqrt{set}$, où set est l'énergie transverse scalaire totale. Cette quantité est réduite d'environ 7% avec T42 (voir figure 5.25), ce qui semble bien indiquer que nous gagnons en résolution.

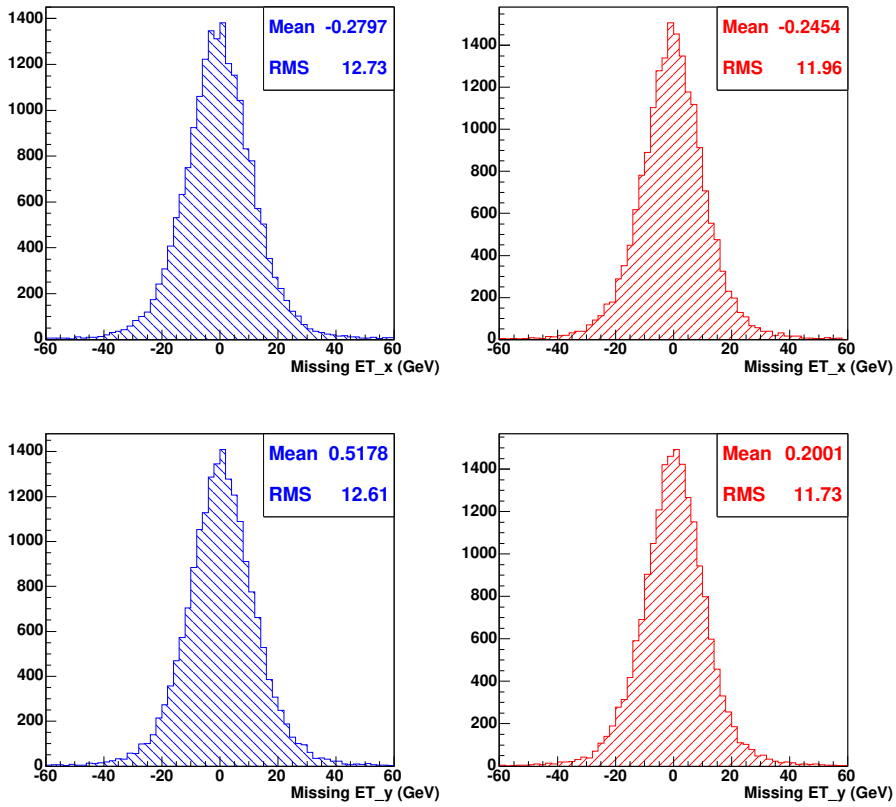


FIG. 5.24 : *Distributions des composantes suivant x (en haut) et suivant y (en bas) de l'énergie transverse manquante sans (à gauche) et avec (à droite) T42.*

.

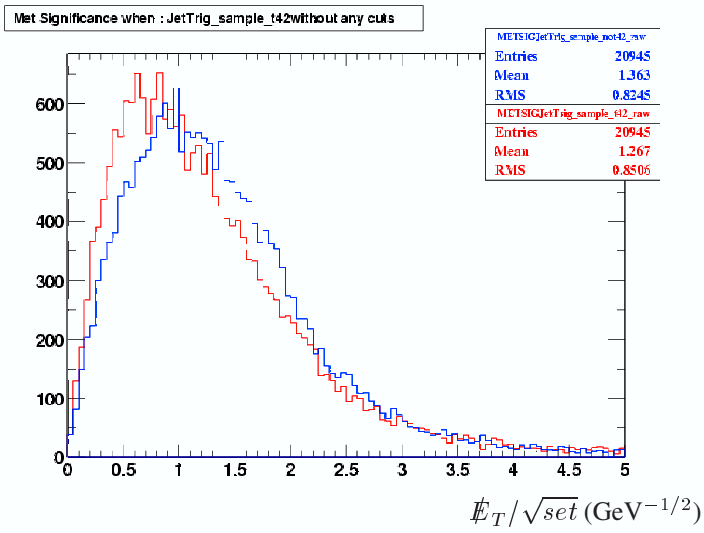


FIG. 5.25 : *Distribution de la significance de l'énergie transverse manquante ($\not{E}_T/\sqrt{set}$) avec et sans T42.*

.

5.4.5 Effet sur la sélection des runs

Les analyses utilisant le calorimètre rejettent les runs de "mauvaise qualité" calorimétrique. À l'époque où nous avons fait ces études, les critères de sélection étaient basés sur l'énergie scalaire et l'énergie transverse manquante. Un run était dit "bon" s'il satisfaisait les conditions suivantes :

$$Shift - xy = \sqrt{< \not{E}_x >^2 + < \not{E}_y >^2} < 4 \text{ GeV}$$

$$RMS - xy = \sqrt{rms(\not{E}_x)^2 + rms(\not{E}_y)^2} < 16 \text{ GeV} \tag{5.2}$$

$$<\text{Énergie Transverse Scalaire}> > 80 \text{ GeV}$$

L'influence de T42 est montrée sur la figure 5.26, où les valeurs de $Shift - xy$ (deux figures du haut) et l'énergie transverse scalaire (deux figures du bas) en fonction du numéro de fichier sont données. Notons la structure en dent de scie de l'énergie transverse scalaire qui est caractéristique de l'évolution de la luminosité. Pour chaque variable, la première figure est obtenue sans T42 et la deuxième figure avec T42. Pour les deux variables nous constatons que T42 réduit les fluctuations de manière importante et améliore donc la qualité des données calorimétriques. Le nombre de runs rejetés avec T42 est de ce fait plus faible.

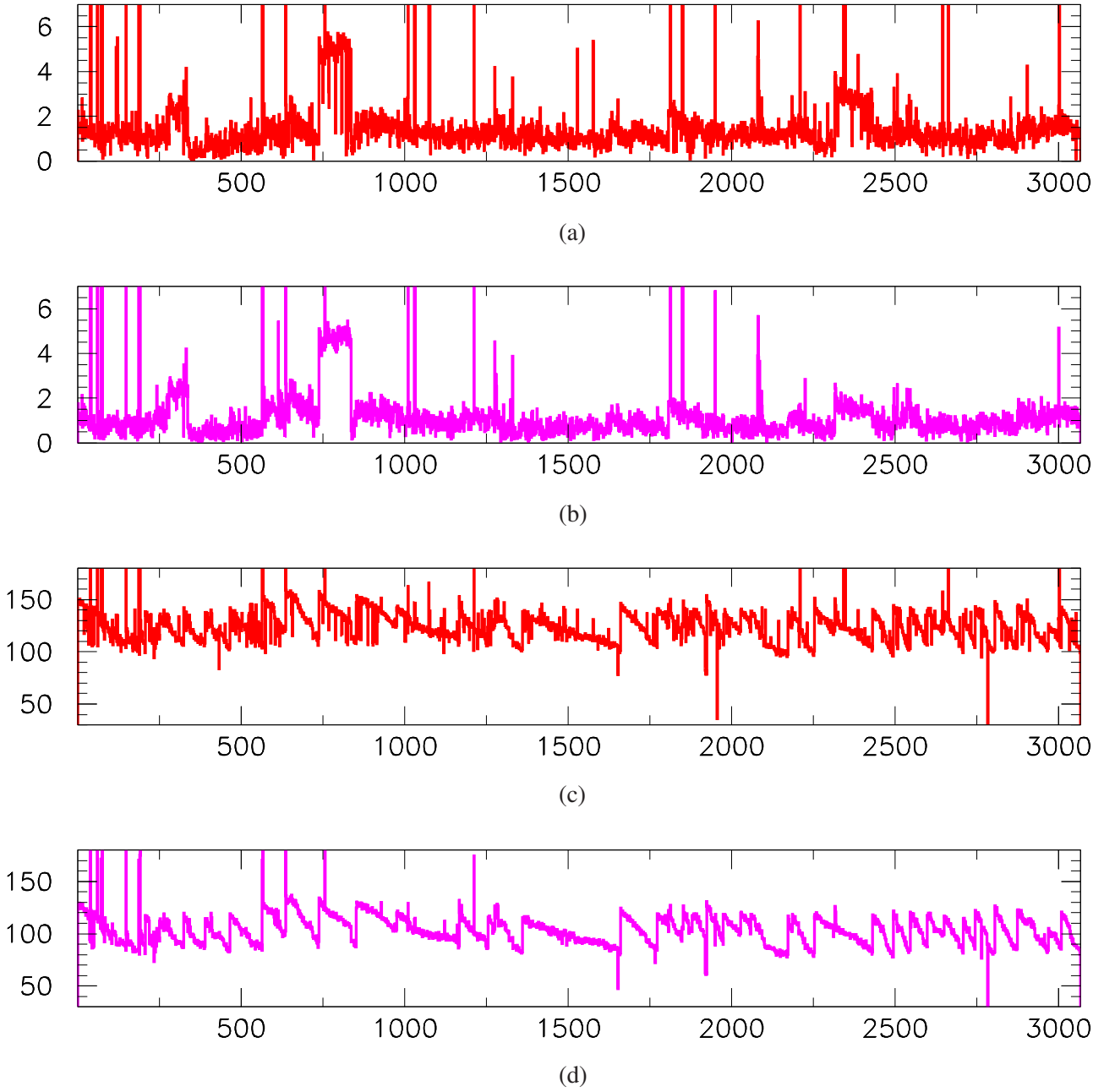


FIG. 5.26 : *Les deux figures du haut montrent la distribution de $Shift - xy$ en fonction du numéro du fichier de données pour les données prises durant juillet-août 2003 sans (a) et avec (b) T42. Les deux figures du bas montrent l'énergie transverse scalaire sans (c) et avec (d) T42. Dans les deux cas, les distributions avec T42 montrent moins d'irrégularités.*

.

5.4.6 Effet sur le single top

Finalement, en relation avec le travail réalisé durant cette thèse, nous avons testé l'effet de l'algorithme T42 sur les événements *single top* simulés avec le programme `SingleTop` (voir section 6.2.2). Nous ne considérons ici que le processus en voie s, les conclusions étant les mêmes pour le processus en voie t. Nous appliquons les coupures de qualité sur les électrons et les jets décrites dans le chapitre 4. Les distributions de masse transverse du W et de la multiplicité de jets sont montrés sur la figure 5.27.

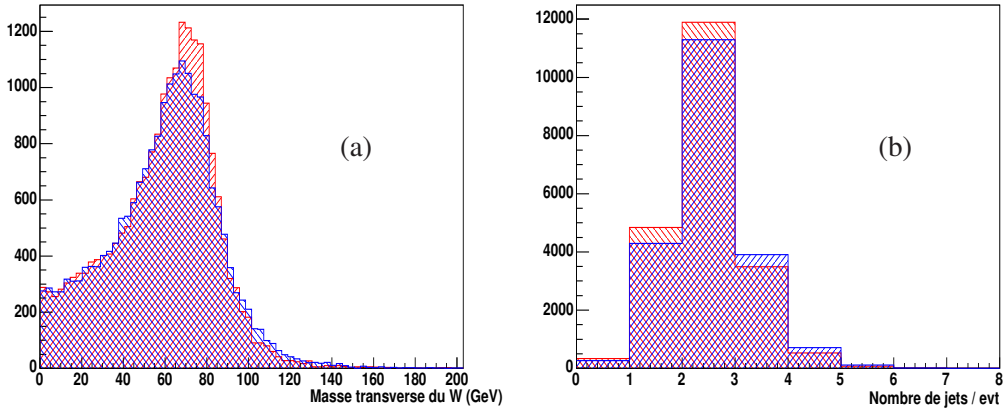


FIG. 5.27 : *Masse transverse du W (a) et multiplicité de jets (b) avec T42 (en rouge) et sans T42 (en bleu) dans des événements single top en voie s simulés par le générateur* `SingleTop`.

.

Le nombre de W augmente de 2.6% avec T42. Ceci est lié au fait que, comme nous l'avons dit précédemment, T42 change les distributions des variables d'identification pour les rendre plus proches de celles des vrais électrons. Ce qui est plus remarquable est que le pic du Jacobien est plus pentu avec T42, ce qui indique une meilleure résolution. Le nombre de jets est, comme on peut s'y attendre, plus faible avec T42, ceci pour deux raisons déjà évoquées : la première est que les jets sont moins énergétiques avec T42 et ont plus de mal à franchir la coupure à 8 GeV/c, la deuxième est que la coupure $emf < 0.95$ est moins efficace avec T42.

La réduction du nombre de jets l'emporte sur le gain d'électrons et nous trouvons qu'après les coupures d'analyse décrites dans le chapitre 6, l'acceptance est réduite d'environ 1.2% avec T42. Cette perte est relativement faible et pourrait vraisemblablement être compensée en optimisant les coupures d'identification pour T42, ce qui n'a pas encore été fait.

5.5 Conclusion

Un certain nombre de bruits affectent la qualité des données recueillies par le calorimètre de DØ. Nous avons trouvé que le bruit dans les couches hadroniques grossières (dont la nature exacte n'est pas complètement comprise) est à l'origine d'un nombre relativement important de jets de bruit. Un traitement spécial de ces couches a donc été mis en place au niveau de la reconstruction des jets. Il réduit le nombre de jets de bruit de moitié environ et, de façon un peu imprévue, augmente le nombre de bons jets à faible impulsion transverse. L'algorithme T42, visant à réduire le bruit électronique dans l'ensemble du calorimètre, a ensuite été proposé. L'effet de cet algorithme sur la reconstruction des objets physiques a été étudié et il a été montré qu'il permet de réduire le bruit significativement et d'augmenter la qualité

des données calorimétriques en général.

Les résultats présentés dans ce chapitre ont conduit aux modifications suivantes dans le programme de reconstruction `d0reco` :

- application du traitement CH dans la première version p14 de `d0reco`.
- application de l'algorithme T42 par défaut dans la version p17 de `d0reco` et dans retraitement des données p14.
- baisse du seuil en impulsion transverse des jets dans l'algorithme de cône de 8 GeV/c à 6 GeV/c dans la version p17 de `d0reco`.

L'analyse présentée dans les chapitres suivants, basée sur la version p14 de `d0reco`, utilise non seulement le traitement CH mais également l'algorithme T42. Pour ceci, nous avons dû effectuer une re-reconstruction complète des objets calorimétriques à partir des fichiers de données produits par `d0reco`.

Chapitre 6

Recherche du *single top* : Description générale et sélection préliminaire

Nous introduisons dans ce chapitre l'analyse sur la recherche du *single top* au Run II dans l'expérience DØ. Nous commencerons par décrire brièvement la stratégie d'analyse que nous avons adoptée, puis présenterons les données et outils utilisés avant de finir par la description de la première étape d'analyse qui consiste en la présélection d'un lot enrichi en événements W+jets.

6.1 Description générale de l'analyse

6.1.1 Choix du canal d'analyse

Les processus de production de *single top* ont été introduits dans le chapitre 2. L'analyse de cette thèse ayant pour but la recherche des processus prédits par le modèle standard, nous cherchons la désintégration du top en $W + b$ (rappelons que dans le cadre du modèle standard, l'élément de matrice CKM V_{tb} est très proche de 1, voir la matrice 2.11 du chapitre 2). Le W peut à son tour se désintégrer soit en paire quark-antiquark dans environ 2/3 des cas, soit en paire lepton-neutrino dans environ 1/3 des cas. Les désintégrations hadroniques du W souffrent, étant donné la multiplicité de jets relativement faible des événements *single top*, d'un bruit de fond QCD trop important pour espérer voir apparaître un signal *single top*. Nous nous intéressons donc ici à la désintégration en lepton-neutrino et plus particulièrement au cas où le lepton est un électron : $W \to e + \nu_e$.

La signature de la voie s consiste donc en $e + \nu_e + b + \bar{b}$ et celle de la voie t en $e + \nu_e + b + q$ où q est un jet de quark léger (voir figure 6.1). Pour la voie t, le deuxième quark b venant du gluon n'est pas pris en compte car il a une impulsion transverse très faible et n'est, la plupart du temps, pas détectable.

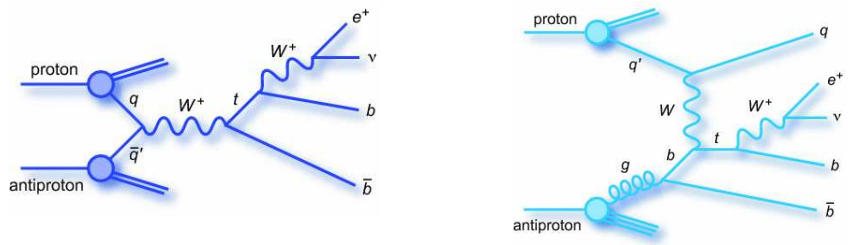


FIG. 6.1 : *Production de single top en voie s (à gauche) et en voie t (à droite) avec la chaîne complète de désintégration.*

En terme d'objets reconstruits, la signature du signal est :

- un électron de grande impulsion transverse car il est issu de la désintégration d'un objet très lourd, le W, lui-même émis à grande impulsion transverse car issu de la désintégration du quark top,
- de l'énergie transverse manquante provenant du neutrino issu de la désintégration du W,
- au moins deux jets de grande impulsion transverse car ils proviennent de la désintégration d'un objet massif ou sont produits en association avec un objet massif. Dans la voie t, ils sont issus de la fragmentation d'un quark b et d'un quark léger alors que dans la voie s ils sont issus de la fragmentation de deux quarks b.

6.1.2 Bruits de fond

Les bruits de fond principaux sont les processus :

- **QCD Multijet :** ce bruit de fond correspond à la production de jets par interaction forte où un jet "imite" un électron dans le détecteur. L'énergie d'un tel "faux électron" est en général mal mesurée car elle est corrigé par l'échelle d'énergie électromagnétique qui ne prend pas en compte la correction de la composante hadronique. Ceci a tendance à créer de la fausse énergie transverse manquante. Ce problème sera discuté plus en détail dans la section 6.3.1.

- **W+jets :** les W sont produits en association avec des jets résultant de l'hadronisation de quarks ou gluons issus de radiations ou créations de paires dans l'état initial. Deux exemples sont donnés sur la figure 6.2.

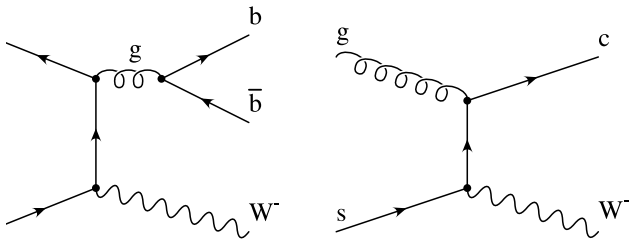


FIG. 6.2 : *Production d'un W en association avec une paire $b\bar{b}$ (à gauche) et un quark c (à droite).*

Les processus dominants correspondent à la production de quarks légers u, d et s et de gluons. Ces quatre types de partons sont génériquement notés j. La production des saveurs lourdes est moins importante du fait de leurs masses plus élevées.

- **production de paires de top :** le processus de production de paire $t\bar{t}$ (voir section 2.2.1) a un état final proche de celui du *single top* (un W et des jets) et une section efficace environ deux fois plus grande (voies s et t combinées). Il constitue donc un fond important.

La production de $Z/\gamma \to e^+e^-$ (Drell-Yann) où un électron est perdu et où la mauvaise mesure de l'énergie des objets crée de la fausse énergie transverse manquante est également considérée, ainsi que les processus de production de dibosons : WW et WZ que nous regroupons sous le nom VV. Comme nous le verrons dans la suite, ces derniers processus sont extrêmement minoritaires.

6.1.3 Sélection des événements et estimation du signal

La recherche du signal passe, comme nous l'avons vu, par celle du W et des jets de b. L'identification de ces particules est donc cruciale pour un rejet efficace des bruits de fond. L'analyse procède en trois étapes successives :

1) **La présélection :** cette étape consiste en une première sélection d'événements susceptibles de contenir un W et des jets. Un événement passant les coupures de présélection contient essentiellement un électron, de l'énergie transverse manquante et un nombre de jets compris entre 2 et 4. Le détail des critères de présélection est donné dans la section 6.3 et les résultats après présélection dans la section 6.4.
2) **L'étiquetage des jets de b :** dans un deuxième temps, seuls les événements susceptibles de contenir des jets de b sont sélectionnés. Deux algorithmes d'étiquetage des jets de b, appelés SLT et JLIP, sont utilisés à cet effet. Le premier recherche des muons dans les jets et le deuxième des traces à grand paramètre d'impact. Ces algorithmes seront décrits dans les sections 7.1 et 7.2. Afin de pouvoir combiner facilement les analyses SLT et JLIP, un veto sur les événements étiquetés par SLT est fait dans l'analyse JLIP pour avoir deux lots de données indépendants. Les résultats après étiquetage sont donnés dans les sections 7.5 et 7.6.
3) **La sélection sur critères topologiques :** la dernière étape consiste à augmenter la proportion de signal en se basant sur des critères topologiques. En effet, les événements *single top* ont une topologie légèrement différente des événements de bruit de fond principaux W+jets, QCD et $t\bar{t}$.

Les étapes 1 et 2 sont appliquées dans cet ordre car l'application de l'étiquetage des jets de b dans un lot de données non sélectionné laisserait passer un fond QCD très important dominé par les jets de quarks légers, fond qu'il est possible de rejeter efficacement lors de la présélection. Même après sélection finale le lot d'événements est dominé par le bruit de fond. L'estimation précise du bruit de fond est donc une des étapes essentielles en vue du résultat final, qui est d'établir une limite sur la section efficace de production du *single top*.

L'efficacité de sélection pour le signal est estimée à partir d'événements simulés par le générateur `SingleTop` (voir section 6.2.2).

6.1.4 Normalisation des bruits de fond

Les fonds $t\bar{t}$, Z et VV sont normalisés aux sections efficaces théoriques. Pour les fonds QCD et W+jets, une méthode, appelée méthode de la matrice (voir annexe A), permettant de les normaliser à partir des données réelles est utilisée. Les sections efficaces théoriques pour le fond W+jets permettent également de prédire un nombre d'événements qui est en bon accord avec celui observé dans les données réelles (voir section 6.4). Cependant, cette prédiction théorique est entachée d'une incertitude plus importante que celle associée à la méthode de la matrice. C'est pourquoi nous préférons utiliser cette dernière méthode. La méthode de la matrice permet d'estimer le nombre d'événements contenant des faux électrons (c'est-à-dire le nombre d'événements QCD) et le nombre d'événements avec un vrai électron. Le nombre d'événements W+jets sera obtenu en soustrayant à ce dernier nombre les contributions $t\bar{t}$, *single top*, VV et Z.

6.1.5 Estimation des bruits de fond après sélection finale

La détermination des fonds après étiquetage des jets de b et sélection finale nécessite l'utilisation de lots reproduisant aussi bien la cinématique que le contenu en saveurs lourdes des événements présélectionnés.

Pour le fond QCD multijets, comme nous ne disposons pas d'événements simulés adaptés à la recherche du *single top*, nous utilisons un lot d'événements de référence construit à partir des données réelles (voir section 7.3.3).

La modélisation du fond W+jets est plus délicate. Il est effectivement plus difficile de construire un lot pur d'événements W+jets à partir des données réelles qui soit représentatif à la fois de la cinématique et du contenu en saveur. Les événements W+jets sont difficilement séparables des événements $t\bar{t}$, pour lesquels le contenu en saveur lourde est très différent, sauf à introduire des critères cinématiques. Il se pose par ailleurs un problème de statistique. Pour cette raison, appliquer l'algorithme d'étiquetage des jets de b directement sur un éventuel lot de contrôle fournit au mieux une vérification peu précise de la validité de l'une des deux autres méthodes d'estimation utilisées. La première consiste à construire un lot modélisant correctement la cinématique uniquement et à lui appliquer une efficacité d'étiquetage par jet moyennée en saveur (ou TRF[1] inclusive) déterminée sur un lot dont nous savons qu'il a le même contenu en saveur que le fond W+jets. Cette méthode sera décrite dans la section 7.3.2.

La deuxième méthode indépendante que nous avons utilisée pour le fond W+jets est basée sur la simulation. Nous utilisons les événements simulés par le générateur `Pythia` pour modéliser la cinématique et le contenu en saveur. Cette méthode présente cependant, pour l'analyse JLIP, le même problème que la première méthode que nous venons de décrire : nous ne pouvons pas appliquer l'algorithme JLIP directement sur les jets simulés car les traces ne sont pas très bien modélisées (voir par exemple la figure 4.1 du chapitre 4). La solution consiste à paramétrer les efficacités d'étiquetages pour les jets de quarks légers, c et b à partir des données réelles (appelées TRF exclusives) et à les appliquer sur les jets simulés, dont nous connaissons la saveur. Cette méthode sera décrite en 7.3.1.

Pour les fonds $t\bar{t}$, Z/Drell-Yann et VV, nous utilisons des événements simulés. Comme pour le fond W+jets, les TRF exclusives sont appliquées sur les jets simulés pour l'analyse JLIP. Pour SLT, les différences entre données réelles et simulées nous affectent moins (voir section 7.1) et nous appliquons l'algorithme d'étiquetage directement sur les événements simulés. Notons que la taille des lots qui pourraient servir à déterminer des TRF exclusives pour SLT est actuellement trop faible pour pouvoir avoir une bonne précision sur les efficacités d'étiquetage des saveurs lourdes.

6.1.6 Limites sur les sections efficaces de production

Des limites sur les sections efficaces de production en voies s et t et pour les deux voies combinées sont finalement calculées. Nous utilisons pour ceci la méthode bayesienne décrite dans l'annexe B. Les incertitudes systématiques ainsi que les corrélations entre les différentes sources d'incertitude (voir section 7.4) sont prises en compte.

6.2 Échantillons de données

6.2.1 Simulation des bruits de fond

Les bruits de fond $t\bar{t}$, Z et VV ont été simulés par `Alpgen` 1.2[2] [158] pour l'interaction dure et par `Pythia` 6.202 pour les radiations dans les états initiaux et finals, la fragmentation et la superposition de l'événement sous-jacent. Les densités de partons utilisées sont CTEQ6.1M pour les processus $t\bar{t}$ et le VV et CTEQ5L pour la production de Z. La masse du top est fixée à $M_{top} = 175$ GeV/c^2. Les échelles

[1] pour *Tag Rate Function*

[2] Cette version présente l'avantage de prendre en compte les corrélations de spin entre le quark top et les autres particules présentes dans l'état final.

de renormalisation et factorisation sont égales à $Q = M_{top}$ pour le $t\bar{t}$. Elles sont fixées à la moyenne des masses des bosons dans l'état final pour les processus VV et à $M_Z^2 + p_T(Z)^2$ pour la production de Z. Les incertitudes sur ces échelles sont prises en compte dans les incertitudes sur les sections efficaces théoriques. Le nombre d'événements générés, les types de désintégration ainsi que les sections efficaces sont données dans la table 6.1. `Alpgen` effectue des calculs d'éléments de matrice exacts au LO. Nous normalisons donc le fond $t\bar{t}$ à sa section efficace théorique calculée au NNLO [36] et appliquons des facteurs multiplicatifs pour tenir compte des ordres supérieurs (k-facteurs) pour les autres processus [160].

Processus	Nombre d'événements	Produits de désintégration	Section efficace (pb)	Br
$t\bar{t}$	48500	$l + jets$	6.77 (NNLO)	0.4444
$t\bar{t}$	47000	ll	6.77 (NNLO)	0.1111
WW	23000	$l\nu_l jj$	2.67 (NLO)	0.3928
WZ	23000	$l\nu_l jj$	0.82 (NLO)	0.3928
WZ	25000	$lljj$	0.24 (NLO)	0.4417
Z/Drell-Yann	179000	$eejj$	22.45 (NLO)	1

TAB. 6.1 : *Nombre d'événements, produits de désintégration, sections efficaces et rapport d'embranchements pour les processus $t\bar{t}$, WW, WZ et Z/Drell-Yann. La notation générique l est utilisée car nous incluons toutes les saveurs de leptons : e, μ et τ.*

Pour le bruit de fond W+jets nous utilisons deux lots. Le premier, appelé WJJ, contient tous les processus (LO) où un W est produit en association avec deux jets pouvant venir de gluons, de quarks de saveurs légères ou bien d'un c. Le deuxième, appelé Wbb, contient le processus où un W est produit en association avec une paire $b\bar{b}$. Ces processus ont également été générés par `Alpgen` et ont ensuite nécessité `Pythia` pour le *parton shower*, la fragmentation et l'addition de l'événement sous-jacent. Les paramètres de génération sont reportés dans la table 6.2. Les échelles de renormalisation et factorisation et les densités de partons utilisées sont respectivement $Q^2 = M_W^2 + \sum_{\text{partons finals}} p_T^2$ et CTEQ5L. Les sections efficaces utilisées ont été calculées au NLO par le programme `MCFM` [159]. Les corrections NLO calculées par ce programme sont différentes pour les processus Wcc et Wjj (où jj désigne les jets venant de gluons ou d'un quark de saveur légère u, d ou s). Nous appliquons donc un facteur supplémentaire, égal à 1.2, pour les événements $Wc\bar{c}$ au sein du lot WJJ. La saveur d'un jet est assignée en appliquant les critères suivants dans l'ordre indiqué :

- si un hadron beau est présent dans un cône de $R = 0.5$ en (η, φ) autour de l'axe du jet alors c'est un jet de b.
- si un hadron charmé est présent dans un cône de $R = 0.5$ en (η, φ) autour de l'axe du jet et que ce jet n'est pas un jet de b, alors c'est un jet de c.
- si aucun hadron beau ou charmé n'est présent dans un cône de $R = 0.5$ autour de l'axe du jet alors c'est un jet de quark léger ou de gluon.

Les programmes `dØgstar` et `dØsim` simulent le dispositif expérimental et superposent les événements de biais minimum (voir section 3.5). Le nombre d'événements de biais minimum superposé suit une loi de Poisson de moyenne 0.8, ce qui correspond environ à la moyenne du nombre d'interactions par croisement de faisceau pour une luminosité instantanée de $5 \cdot 10^{-31}$ (voir figure 5.1).

Processus	Nombre d'événements	Section efficace NLO (pb)	Coupures partoniques
WJJ	189500	287	partons (p) : p_T > 8 GeV/c, $\|\eta\| < 3.5$, $\Delta R(p,p)$ > 0.4 lepton (l) : p_T > 0 GeV/c, $\|\eta\| < 10$, $\Delta R(l,p)$ > 0
Wbb	99500	3.35	

TAB. 6.2 : *Nombre d'événements, sections efficaces et coupures appliqués au niveau partonique pour les processus WJJ et Wbb.*

6.2.2 Simulation du signal

Il existe un grand nombre de générateurs d'événements *single top* : `ONETOP` [161], `TopRex` [162] ainsi que des générateurs basés sur `MADGRAPH` [163], `Pythia` [19] et `CompHep` [164]. Celui utilisé dans cette thèse est basé sur `CompHep` et s'appelle `SingleTop` [165]. Il fait une simulation au LO pour la voie s et au NLO pour la voie t et permet de prendre en compte les corrélations entre le spin du top et le spin des produits de désintégration. Il permet aussi de prendre en compte les contributions de toutes les combinaisons possibles de partons dans l'état initial et il satisfait l'accord des Houches sur l'interface `CompHep` - `Pythia` [138]. Les paramètres suivants ont été utilisés lors de la génération : $Q = M_{top}$ dans la voie s et $Q = M_{top}/2$ dans la voie t où $M_{top} = 175$ GeV/c^2. Les densité de partons CTEQ6M sont utilisées.

Les figures 6.3 et 6.4 montrent quelques distributions au niveau partonique obtenues avec le générateur `SingleTop` pour les voies s et t respectivement. En voie s, les deux quarks b ont une impulsion transverse importante et sont très centraux. Dans la voie t, le quark b spectateur venant du gluon dans l'état initial a une impulsion transverse très faible et une distribution en η beaucoup moins centrale que les autres objets dans l'événement. Le quark léger est lui aussi plutôt vers l'avant, comme le montre la formule 2.10. Pour les deux voies, la différence entre l'impulsion transverse de l'électron et l'impulsion transverse du neutrino est due à deux effets : le premier est que l'électron rayonne des photons et donc perd de l'énergie et le deuxième est que les électrons peuvent provenir de la désintégration de taus.

Des comparaisons entre la simulation de la voie t faite par `SingleTop` et des calculs exacts au NLO (programme *ZTOP* [166]) ont été effectuées [167]. Un bon accord est observé. Pour la voie s, il a été montré que les distributions au LO et au NLO ont des formes très semblables [50]. Il suffit donc d'appliquer un k-facteur, qui est ce que nous faisons en normalisant à la section efficace théorique calculée au NLO. Ces observations ont permis de valider le générateur `SingleTop`.

6.2.3 Lot de données réelles

Les données utilisées dans cette analyse ont été collectées entre juin 2002 et mars 2004. Elles ont été reconstruites avec les versions p14.03.00, p14.03.01, p14.03.02, p14.05.00, p14.05.02 et p14.06.00 du programme de reconstruction `d0reco`. Ces différentes versions peuvent être utilisées de manière uniforme pour notre analyse car les différences entre elles ne nous affectent pas (il y a eu par exemple des changements dans le traitement des détecteurs de pieds de gerbes, des résolutions de problèmes liés purement à la programmation ou encore des erreurs dans le calcul de certaines variables que nous n'utilisons pas [168]). Les données reconstruites avec les trois premières versions et une partie de celles reconstruites avec la version p14.05.02 ont été sélectionnées avec les critères suivants :

- au moins un électron avec $p_T > 12$ GeV/c et au moins une trace avec $p_T > 10$ GeV/c
- $\Delta\varphi$ (électron, trace) < 0.4

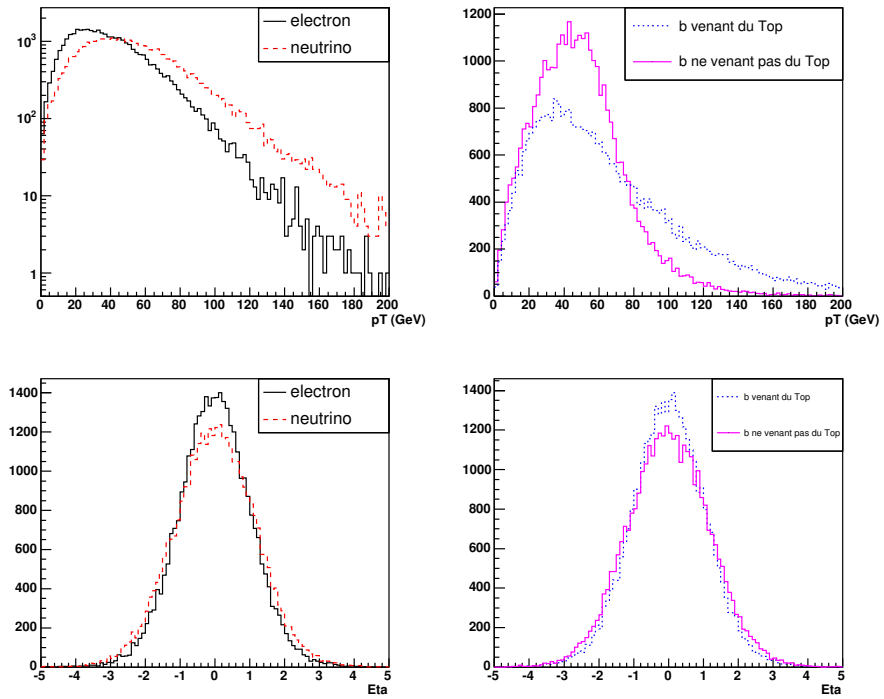


FIG. 6.3 : *Distributions des impulsions transverses et des η des partons et des leptons dans la voie s.*

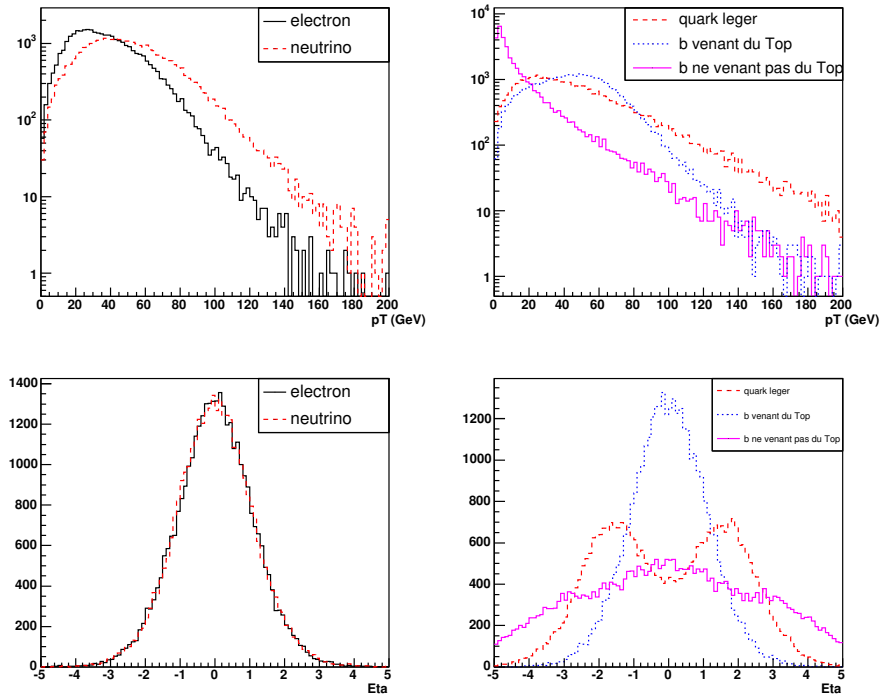


FIG. 6.4 : *Distributions des impulsions transverses et des η des partons et des leptons dans la voie t.*

Les données reconstruites avec les versions p14.05.00 et p14.06.00 plus ce qu'il reste de p14.05.02 ont été sélectionnées avec les critères suivants (notons que ces critères comme les précédents sont plus relachés que ceux que nous appliquons au niveau de l'analyse et il n'y a donc pas de biais liés à cette différence de critères) :

- au moins un électron avec $p_T > 12$ GeV/c et au moins une trace avec $p_T > 8$ GeV/c
- $\Delta\varphi$(électron, trace) < 0.1.

Le nombre d'événements passant ces coupures est d'un peu plus de 8 millions au total. Ils constituent le lot que nous appelons EMQCD.

Lors de la prise de données, les événements sont groupés en "blocs de luminosité". Un bloc de luminosité correspond à environ 1000 événements. Nous ne gardons que les blocs de luminosité qui ne sont affectés ni par des problèmes liés aux détecteurs de traces (CFT, SMT), ni par des problèmes liés au calorimètre ou au détecteur de muons. En effet, ce dernier est utilisé pour l'étiquetage par SLT et pour effectuer un veto sur les muons isolés (voir section 6.3). Les blocs de luminosité présentant les problèmes discutés en 5.2.2 sont par exemple rejetés. Les blocs de luminosité qui présentent des anomalies sur l'énergie transverse manquante sont également rejetés [169].

Les événements sont ensuite sélectionnés grâce à des critères sur le déclenchement. Les événements sont enregistrés avec une liste des déclenchements (*trigger list*). Cette liste évolue régulièrement dans le temps et les événements présents dans le lot EMQCD recouvrent au total cinq listes des déclenchements : v8, v9, v10, v11 et v12. Les conditions de niveau 1, 2 et 3 sont données dans la table 6.3. Les critères de déclenchement utilisés dans cette thèse portent les noms de EM15_2JT15 et E1_SHT15_2J20 respectivement pour les quatre premières listes et la liste v12. Pour tous les critères sauf celui du niveau 2 pour l'électron dans EM15_2JT15, lorsque deux chiffres sont donnés entre parenthèses, par exemple CJT(X,Y), X désigne le nombre d'objets d'impulsion transverse supérieure à Y devant satisfaire la condition CJT. Les luminosités correspondantes aux différentes listes des déclenchements sont données dans la table 6.4. Au total, une luminosité intégrée de 226.3 pb^{-1} a été utilisée.

Liste des déclenchements	Nom	Niveau 1	Niveau 2	Niveau 3
v8, v9, v10, v11	EM15_2JT15	nom : CEM(1,10)_CJT(2,5) description : 1 em $p_T > 10$ GeV/c 2 jets $p_T > 5$ GeV/c	nom : EM(0.85,10)_JET(2,10) description : 1 em $p_T > 10$ GeV/c $emf > 0.85$ 2 jets $p_T > 10$ GeV/c	nom : ELE_LOOSE_SH_T(1,15)_JET(2,15) description : 1 em $p_T > 15$ GeV/c 2 jets $p_T > 15$ GeV/c
v12	E1_SHT15_2J20	nom : CEM(1,11) description : 1 em $p_T > 11$ GeV/c	-	nom : ELE_SHT(1,15)_JET(2,20) description : 1 em $p_T > 15$ GeV/c gerbe ayant forme compatible avec em 2 jets $p_T > 20$ GeV/c

TAB. 6.3 : *Définition des critères de déclenchements utilisés dans l'analyse single top.*

Finalement, il est important de noter que le déclenchement au niveau 1 a subi une modification au cours de la prise de données avec la liste v10. En effet, la couverture en η est passée de 2.4 à 3.2. Ce

Liste des déclenchements	Luminosité intégrée (pb^{-1})
v8	20.7
v9	21.4
v10	15.6
v11	55.9
v12	112.7
total	226.3

TAB. 6.4 : *Luminosité intégrée par liste de déclenchements pour les analyses SLT et JLIP.*

changement est à prendre en compte dans l'analyse puisque, comme nous le verrons, nous utilisons également les jets ayant $|\eta|$ supérieur à 2.4.

6.3 Présélection des événements W

La première étape de l'analyse consiste, comme cela a été dit précédemment, à créer un lot d'événements W+jets. La première sélection est réalisée en temps réel grâce au déclenchement suivant les critères décrits en 6.2.3. Des critères sont ensuite appliqués après reconstruction pour ne sélectionner que les événements ayant des objets de bonne qualité et ayant une topologie typique d'un événement *single top*.

6.3.1 Sélection des objets physiques

Vertex

La reconstruction du vertex primaire (PV) a été décrite dans le chapitre 4. La qualité sur la mesure des impulsions des objets et de l'énergie transverse manquante dépend fortement de la précision avec laquelle la position de ce vertex est déterminée et de sa position. Les algorithmes de reconstruction des traces n'ont par exemple pas été conçus pour reconstruire des trajectoires issues d'un vertex hors du volume des tonneaux du SMT. Pour cette raison, seuls les événements bien mesurés sont gardés :

- $N_{traces}^{PV} \geq 3$
- $|z^{PV}| \leq 60$ cm

L'efficacité de ces deux coupures combinées dans les données réelles est de 0.997 ± 0.003, où l'incertitude est uniquement statistique. L'efficacité est quasiment la même dans la simulation et nous appliquons donc un facteur correctif compatible avec 1 sur les événements simulés [171] :

$$SF_{PV} = 1.006 \pm 0.016$$

où l'incertitude correspond à la somme en quadrature des incertitudes statistiques et systématiques.

Identification du lepton

La reconstruction et les critères d'identification des électrons ont été décrits dans le chapitre 4. Les critères d'identification relachés (*loose*) et durs (*tight*) permettent de définir deux niveaux de présélection, également dénommés *loose* et *tight*. Lorsque nous ne précisons pas le niveau de présélection, nous faisons référence au niveau *tight*. Le passage du lot *loose* au lot *tight* se fait, rappelons-le, en appliquant une coupure sur la variable de vraisemblance de l'électron : $\mathcal{L}^{EM} > 0.85$. C'est cette coupure qui est

utilisée dans la méthode de la matrice (voir Appendice A) pour déterminer les nombres d'événements contenant des faux électrons (QCD) et des vrais électrons (Z, W+jets, VV, $t\bar{t}$ et *single top* que nous regroupons sous le nom $vrai - e$).

Nous demandons également que l'électron vienne du vertex primaire : Δz(électron, vertex) < 1 cm, où la position en z de l'électron est prise à la distance de moindre approche (dca). L'efficacité de cette coupure est quasiment la même dans les données réelles et dans les données simulées (de l'ordre de 92%). Nous appliquons par conséquent un facteur correctif sur les électrons simulés consistant avec 1 : 0.996 ± 0.005 [172].

Nous appliquons les coupures suivantes sur l'impulsion transverse et sur la position dans le détecteur :

- $p_T > 15$ GeV/c
- $|\eta^{det}| < 1.1$

La coupure en η^{det} permet de ne sélectionner que les électrons dans le calorimètre central qui sont mieux reconstruits et mesurés que ceux dans les bouchons ($|\eta^{det}| > 1.5$) et surtout que ceux dans la zone inter-cryostats ($1.1 < |\eta^{det}| < 1.5$). La prise en compte des bouchons ($|\eta^{det}| > 1.5$) augmenterait l'acceptance de 10% environ et est une des améliorations à apporter à l'analyse dans le futur. Afin de rejeter les événements $t\bar{t}$ et VV, nous appliquons un veto sur un deuxième électron passant les coupures EMID d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV/c ainsi que sur la présence d'un muon *medium* isolé (ΔR(muon, jets) > 0.5). Notons que les photons passent les coupures EMID car l'association avec une trace n'est pas encore faite à ce niveau. Ils peuvent donc être rejetés par ce veto.

Sélection des jets

Les jets sont sélectionnés en appliquant les coupures d'identifications décrites en 4.6.4. Les coupures suivantes sont appliquées aux événements :

- $2 \leq N_{jets} \leq 4$ où N_{jets} est le nombre de jets d'impulsion transverse supérieure à 15 GeV/c et de $|\eta^{det}|$ inférieur à 3.4.
- $p_T^{jet-1} > 25$ GeV/c et $|\eta^{det\ jet-1}| < 2.5$ où $jet - 1$ est le jet de plus grande impulsion transverse dans l'événement.

Contrairement aux autres analyses sur le quark top, nous considérons les jets jusqu'à $|\eta^{det}|$ égale à 3.4, ceci principalement afin de maximiser l'acceptance en voie t (voir figure 6.4). Nous appliquons également une coupure sur le nombre de jets mal identifiés, N_{jets}^{bruit}, c'est-à-dire le nombre de jets ne passant pas les coupures d'identification. Nous rejetons les événements si :

$$N_{jets}^{bruit} \geq 3$$

En effet, comme le montre la figure 6.5, l'énergie transverse manquante est dégradée lorsqu'il y a plus de 2 jets de bruit. De plus, les événements avec un ou deux jets de bruit (carrés pleins) et ceux n'ayant pas de jet de bruit mais quatre bons jets (rond) montrent des distributions comparables dans la forme, ce qui conduit à penser que ce sont simplement des vrais jets n'ayant pas passé les coupures d'identification. Il y a une autre raison pour laquelle nous ne rejetons pas tous les événements avec au moins 1 jet de bruit, c'est que la couverture en η au niveau 1 a changé durant la prise de données : elle est passée de $|\eta^{det}| < 2.4$ à $|\eta^{det}| < 3.2$ pendant la prise de données avec la liste v10. Ainsi, un bon jet dans la région $2.4 < |\eta^{det}| < 3.2$ ne passera pas la coupure d'identification L1conf (voir 4.6.4) et

sera donc considéré comme un jet de bruit pour les premiers runs dans le lot EMQCD. L'incertitude sur l'acceptance est réduite à moins de 4% lorsque le nombre de jets de bruit est de 0, 1 ou 2.

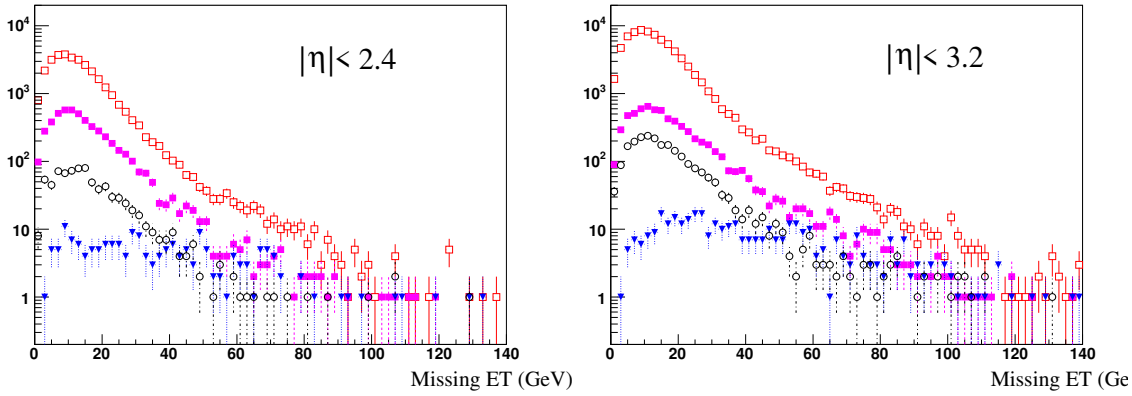


FIG. 6.5 : *Distribution de l'énergie transverse manquante en fonction du nombre de bons jets (N_{jets}) et du nombre de jets de bruit (N_{jets}^{bruit}) pour les données prises avec la couverture au niveau 1 de $|\eta| < 2.4$ (à gauche) et de $|\eta| < 3.2$ (à droite). Les carrés rouges vides correspondent à $N_{jets}^{bruit} = 0$, les carrés magenta pleins à $N_{jets}^{bruit} = 1$ ou $N_{jets}^{bruit} = 2$, les cercles noirs vides à $N_{jets}^{bruit} = 0$ et $N_{jets} = 4$ et les triangles bleus à $N_{jets}^{bruit} \geq 3$. Les données correspondent au lot EMQCD sur lequel des coupures simples ont été appliquées : $|z^{PV}| \leq 60$ cm, électron dans le calorimètre central ou dans les bouchons et ayant une impulsion transverse supérieure à 15 GeV/c, veto sur la présence d'un deuxième objet électromagnétique et impulsions transverses des jets supérieures à 15 GeV/c.*

Coupures sur l'énergie transverse manquante - Sélection du neutrino

La présence du neutrino se traduit par une énergie transverse manquante importante. La définition de l'énergie transverse manquante a été donnée dans la section 4.7. Outre la coupure sur ${\not\!\!E_T}^{final}$, qui rappelons-le, inclut toutes les corrections, une coupure sur ${\not\!\!E_T}^{Ecorr}$ est également appliquée pour réduire la sensibilité aux muons mal mesurés :

$$ {\not\!\!E_T}^{final} > 15 \text{ GeV} \;\text{ et }\; {\not\!\!E_T}^{Ecorr} > 15 \text{ GeV} $$

Les événements QCD multijets qui ne contiennent pas de neutrino de grande énergie ne passent ces coupures que si l'énergie des objets, "électrons" ou jets, est mal mesurée. Pour ces études nous utilisons un lot QCD obtenu en appliquant toutes les coupures de présélection sauf pour l'électron pour lequel nous avons demandé qu'il n'y ait pas de trace associée ou que $\mathcal{L}^{EM}$ soit inférieur à 0.05. Nous observons deux cas de mauvaise mesure de l'énergie :

– Électron. L'électron dans les événements QCD multijets est en fait un jet reconstruit par l'algorithme de reconstruction des électrons qui passe les coupures d'identification *tight*. Cet objet étant corrigé seulement par l'échelle d'énergie électromagnétique, la composante hadronique n'est pas du tout prise en compte. Par exemple, le critère $emf > 0.9$ (voir section 4.5.4) autorise que 10% de l'énergie se trouve dans les parties hadroniques. De même, le critère sur l'isolation (voir formule 4.4 du chapitre 4) autorise que 15% de l'énergie soit entre 0.2 et 0.4 en ΔR du centre de l'amas. Ainsi, les particules issues de l'hadronisation du jet qui ne se trouvent pas dans le cône de rayon égal à 0.2 définissant l'objet peuvent avoir une énergie suffisamment faible pour que le critère sur l'isolation soit satisfait, mais suffisamment élevée pour rendre fausse la mesure de

l'énergie. Un autre effet plus difficile à quantifier est lié au fait que le calorimètre ne compense pas exactement. L'énergie de la composante hadronique de la gerbe est donc sous-estimée (notons que ceci est vrai également pour l'énergie déposée par les hadrons dans les couches électromagnétiques). Tous ces effets vont dans le même sens et font, qu'en général, l'énergie de l'électron est sous-estimée. L'énergie transverse manquante a donc tendance à être alignée avec cet objet, c'est-à-dire $\Delta\varphi\left(\text{électron}, \not{E}_T{}^{final}\right) \approx 0$. Ceci est représenté sur la figure 6.6 montrant $\Delta\varphi\left(\text{électron}, \not{E}_T{}^{final}\right)$ en fonction de $\not{E}_T{}^{final}$.

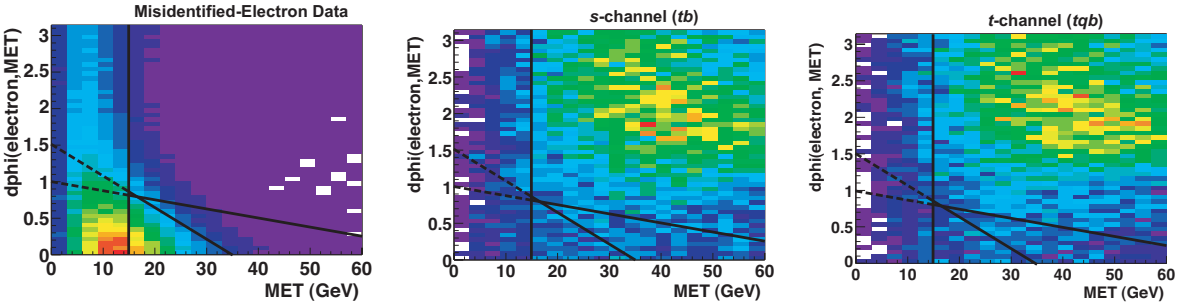


FIG. 6.6 : *Distributions de l'angle entre l'électron et $\not{E}_T{}^{final}$ en fonction de $\not{E}_T{}^{final}$ pour des événements QCD multijets (à gauche), le signal single top en voie s (au milieu) et en voie t (à droite). La coupure appliquée est représentée par la droite passant par $\Delta\varphi\left(\text{électron}, \not{E}_T{}^{final}\right) = 1$*

Comme ces événements sont mal décrits par la simulation et qu'une faible proportion de signal se trouve dans la région problématique, ils sont rejetés. La coupure appliquée est (voir figure 6.6) :

$$|\Delta\varphi\left(\text{électron}, \not{E}_T{}^{final}\right)| > -\frac{1}{80} \cdot \not{E}_T{}^{final} + 1 \tag{6.1}$$

– Jets. Ceci est beaucoup moins bien compris que dans le cadre des électrons. Il semble que des problèmes lors de la mesure ou de la calibration des jets conduisent souvent à surestimer leur énergie. On constate en effet que de l'énergie transverse manquante artificielle apparaît dos à dos avec les jets, en particulier avec le jet de plus grande impulsion transverse comme on peut le voir sur la figure 6.7 qui montre la distribution de $\Delta\varphi\left(\text{jet-1}, \not{E}_T{}^{final}\right)$ et de $\Delta\varphi\left(\text{jet-2}, \not{E}_T{}^{final}\right)$ en fonction de $\not{E}_T{}^{final}$, où $jet-1$ et $jet-2$ sont les jets de plus grande et de deuxième plus grande impulsion transverse. Comme pour les électrons, la simulation reproduit mal ces effets et les événements mal mesurés sont rejetés. La coupure appliquée est la suivante (voir figure 6.7) :

$$|\Delta\varphi\left(jet-1, \not{E}_T{}^{final}\right)| < \frac{\pi - 1.5}{35} \cdot \not{E}_T{}^{final} + 1.5 \quad \text{(même coupure pour le } jet-2\text{)} \tag{6.2}$$

Les coupures que nous venons de présenter sont appelées "coupures triangulaires". L'efficacité pour le signal (voie s + voie t) en fonction de l'efficacité pour le bruit de fond QCD est représentée sur la figure 6.8 pour différentes coupures (les différents points correspondent à différentes valeurs de pente et d'ordonnée à l'origine des droites sur les figures 6.6 et 6.7). Comme le montrent les figures, pour une réjection donnée, les coupures choisies sont optimales pour le $jet-1$ et le $jet-2$ mais pas pour l'électron. Environ 1% sur l'acceptance pourrait être gagné en ajustant mieux la coupure triangulaire sur l'électron.

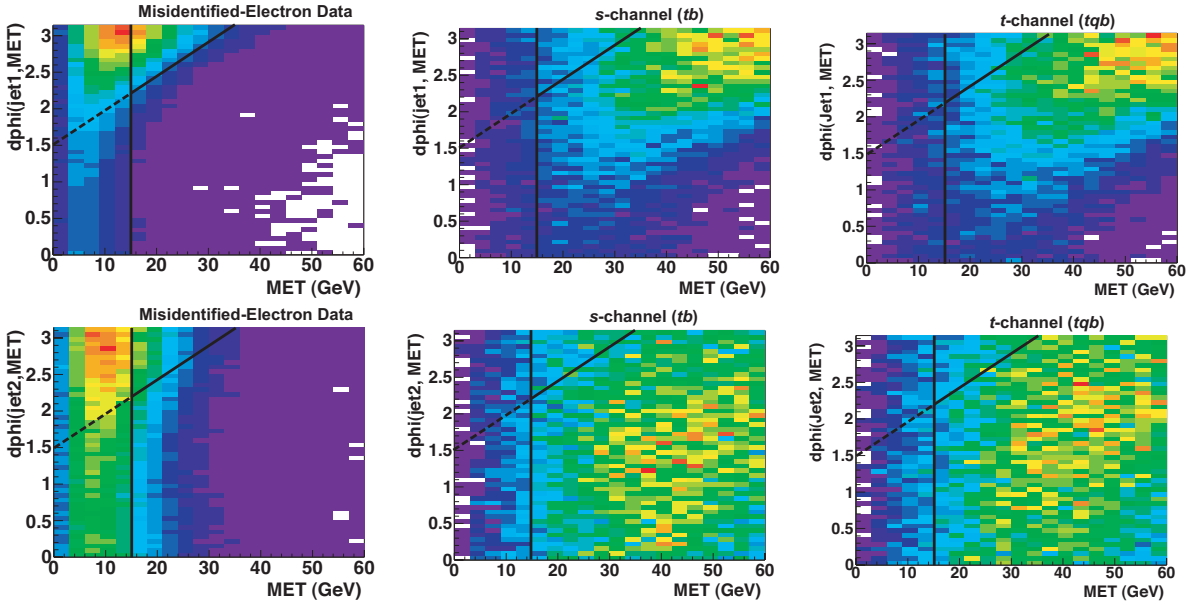


FIG. 6.7 : *Distributions de l'angle entre le $jet-1$ ($jet-2$) et $\not{E}_T{}^{final}$ en fonction de $\not{E}_T{}^{final}$, pour des événements QCD multijets (à gauche), la voie s (au milieu) et la voie t (à droite). La coupure appliquée ainsi que la coupure à 15 GeV sur l'énergie transverse manquante est représentée.*

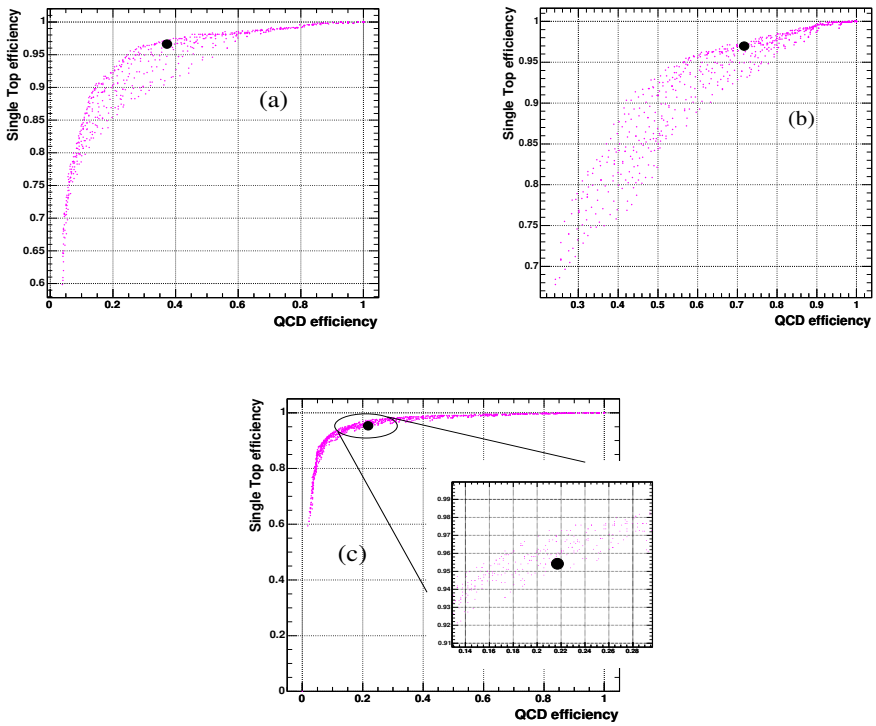


FIG. 6.8 : *Efficacités des coupures triangulaires pour le $jet-1$ (a), le $jet-2$ (b) et l'électron (c) une fois que toutes les coupures de présélection sont appliquées. Les efficacités correspondant aux coupures appliquées sont représentées par les ronds noirs.*

6.3.2 Efficacité de déclenchement pour les événements simulés

Les critères sur le déclenchement ont été donnés dans la section 6.2.3. Ils ne sont pas efficaces à 100% et les inefficacités doivent être prises en compte dans la simulation. La solution la plus satisfaisante serait de modéliser le système de déclenchement dans la chaîne de simulation du détecteur. Cependant, comme nous l'avons dit en 3.5, le programme censé faire cela (`d0trigsim`) ne reproduit pas encore suffisamment bien le système réel pour être utilisé avec confiance. Une méthode alternative, qui est celle que nous utilisons, est de paramétrer les efficacités des différents critères aux niveaux 1, 2 et 3 mesurées sur les données réelles et de les appliquer ensuite sur les objets simulés [173]. La probabilité pour qu'un événement passe le niveau 3 de déclenchement s'écrit :

$$P^{\text{décl}} = P\left(L1\right) \cdot P\left(L2|L1\right) \cdot P\left(L3|L2\&L1\right) \tag{6.3}$$

où $P\left(L2|L1\right)$ et $P\left(L3|L2\&L1\right)$ sont les probabilités conditionnelles pour que l'événement passe les critères de niveau 2 et 3 sachant qu'il a passé les critères de déclenchement antérieurs. Ces probabilités, avec $P\left(L1\right)$, sont regroupées sous le nom $P\left(Li\right)$. Elles s'expriment de la manière suivante :

$$P\left(Li\right) = P^{\text{electron}}\left(Li\right) \cdot P^{\text{jets}}\left(Li\right) \tag{6.4}$$

où $P^{\text{electron}}\left(Li\right)$ ($P^{\text{jets}}\left(Li\right)$) est la probabilité pour que les critères sur les objets électromagnétiques (jets) du niveau Li soient satisfaient. Pour v8, v9, v10 et v11, étant donné les seuils en impulsion transverse, un électron qui déclenche les critères sur les objets électromagnétiques déclenche aussi les critères sur les jets. Il faut par conséquent calculer la probabilité pour qu'au moins un jet passe les critères de déclenchement et pas deux comme cela apparaît dans la table 6.3. $P^{\text{jets}}\left(Li\right)$ est donc donné par :

$$P^{\text{jets}}\left(Li\right) = 1 - \prod_{\text{k}}\left(1 - P^{\text{jet k}}\left(Li\right)\right) \tag{6.5}$$

où $P^{\text{jet k}}\left(Li\right)$ est la probabilité pour que le jet numéro k passe le critère de déclenchement au niveau Li. Pour v12, une coupure sur l'impulsion transverse à 20 GeV/c est appliquée aux jets de niveau 3. Les électrons sont par contre sélectionnés avec une coupure à 15 GeV/c sur l'impulsion transverse. Il se peut donc que les électrons ne déclenchent pas les critères sur les jets. Ainsi, pour les électrons ayant une impulsion transverse entre 15 et 20 GeV/c, on ne peut pas appliquer la formule 6.5 car il faut calculer la probabilité pour qu'au moins deux jets passent le critère de niveau 3.

$P^{\text{electron}}\left(Li\right)$ et $P^{\text{jet k}}\left(Li\right)$ sont les probabilités déterminées expérimentalement. Comme nous l'avons dit en 6.2.3, les données ont été enregistrées avec cinq listes des déclenchement. Chaque efficacité pour chaque objet a été déterminée pour chaque liste. Dans le cas où la définition du déclenchement n'a pas changé entre deux listes, les données sont combinées. Ainsi, pour chaque événement simulé, une efficacité $P^{\text{décl}}$ (équation 6.3) est déterminée pour chaque définition de déclenchement. L'efficacité finale est donnée par la moyenne pondérée par les luminosités pour chaque définition de déclenchement (voir table 6.4).

Pour l'analyse effectuée durant l'hiver et le printemps 2004, nous avons déterminé les efficacités des critères sur les jets dans la liste v11 : CJT(1,5) au niveau 1, JET(1,10) au niveau 2 et JET(1,15) au niveau 3. Il faut être prudent lors de la détermination de ces efficacités à utiliser des lots qui ne sont pas biaisés par rapport au critère de déclenchement étudié. Nous avons utilisé deux lots indépendants afin de valider les résultats :

– lot MUQCD : ce lot est sélectionné sur des critères de déclenchement dans le détecteur à muons. Il n'est par conséquent pas, ou très peu, biaisé au niveau du calorimètre. Les lots non biaisés tels

que celui-ci sont ceux qui sont le plus fréquemment utilisés pour déterminer les efficacités de déclenchement dans le calorimètre.

– lot EMTrig : ce lot est sélectionné en demandant un électron passant les coupures EMID. Un lot tel que celui-ci présente, si aucun traitement supplémentaire n'est appliqué, un biais important car un nombre important d'électrons se trouvent dans la liste des jets. En effet, comme nous l'avons indiqué en 4.6.4, les vrais électrons sont rejetés de la liste des jets uniquement s'ils passent les critères d'identification *loose* et si leur impulsion transverse est supérieure à 15 GeV/c. Les électrons ne satisfaisant pas ces critères peuvent donc se retrouver dans la liste des jets. Ce biais est illustré sur la figure 6.9 à gauche. Les électrons dans la liste des jets ont, du fait de la taille du cône ($\Delta R = 0.5$), une fraction d'impulsion transverse dans les couches électromagnétiques (emf) plus faible que leur équivalent dans la liste des électrons (bosse centrée sur 0.9 sur la figure 6.9). Pour s'affranchir de ce biais, nous demandons que l'électron reconstruit hors-ligne soit associé à des objets électromagnétiques aux niveaux 1 et 2 de déclenchement. La distribution de emf pour les jets dans ce lot purifié est montrée sur la figure de droite. Le biais représenté par la bosse à 0.9 sur la figure de gauche a clairement disparu.

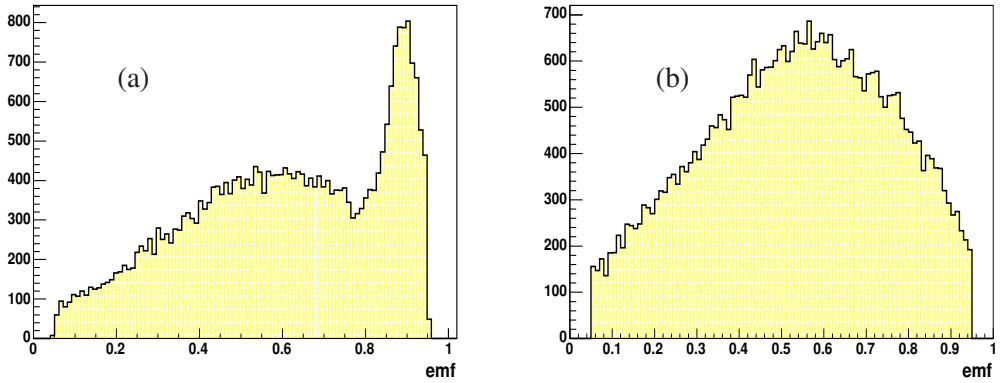


FIG. 6.9 : *Distribution de la fraction d'impulsion transverse dans les couches électromagnétiques pour les jets du lot EMTrig avant (a) et après (b) association de l'électron reconstruit hors-ligne aux objets électromagnétiques des niveaux 1 et 2 de déclenchement.*

Les efficacités, dans chaque lot, sont déterminées en associant les jets reconstruits hors-ligne aux jets de niveau 1, 2 et 3 avec $\Delta R = 0.5$. Elles sont, comme le montre la figure 6.10, différentes dans la région centrale, dans les régions inter-cryostats et dans les régions avant. Nous les paramétrons donc en fonction de l'impulsion transverse dans chacune de ces régions. Les résultats sont montrés sur les figures 6.11, 6.12 et 6.13 pour les niveaux 1, 2 et 3. Un accord satisfaisant entre les efficacités mesurées dans les deux lots est obtenu. L'efficacité pour chaque niveau est ajustée par la fonction suivante :

$$\text{Efficacité}\,(p_T) = P1 + 0.5 \cdot P2 \cdot \left(1 + Erf\left(\frac{p_T - P3}{P4 \cdot \sqrt{p_T}}\right)\right) \tag{6.6}$$

où Erf est la fonction d'erreur.

La figure 6.14 montre la distribution des efficacités de déclenchement $P^{\text{décl}}$ (voir formule 6.3) pour quelques-uns des processus simulés après coupures de présélection. L'efficacité est d'environ 85% pour les événements *single top*, 76% pour des événements W+jets et 89% pour les événements $t\bar{t}$ pour lesquels la multiplicité de jets est plus grande.

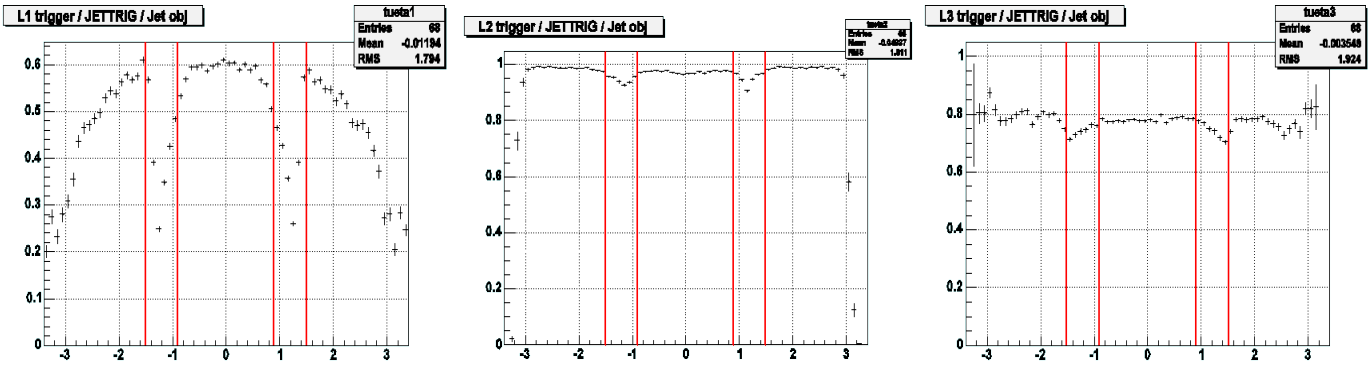


FIG. 6.10 : *Efficacité des conditions CJT(1,5) (à gauche), JET(1,10) (au milieu) et JET(1,15) (à droite) aux niveaux 1, 2 et 3 de déclenchement en fonction de η.*

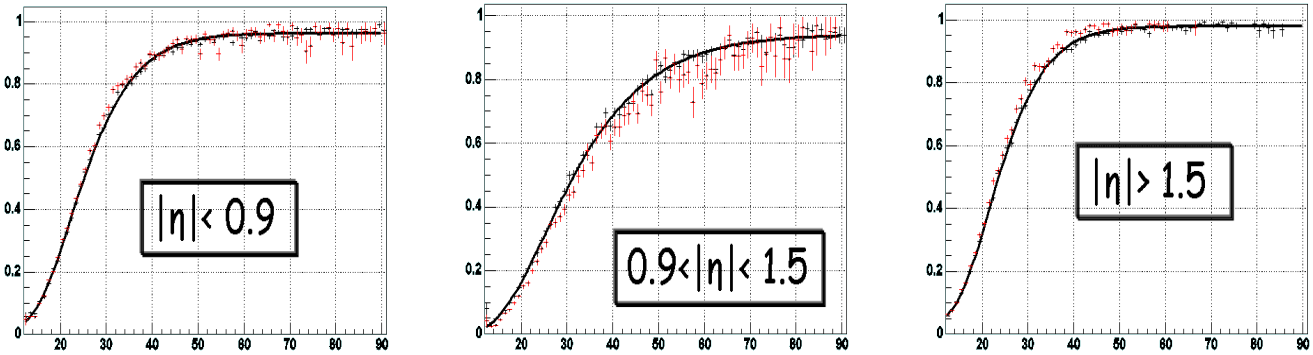


FIG. 6.11 : *Efficacité de la condition CJT(1,5) au niveau 1 de déclenchement en fonction de l'impulsion transverse dans la région centrale (à gauche), dans les régions inter-cryostats (au milieu) et dans les régions avant (à droite). La courbe rouge (noire) a été obtenue sur le lot MUQCD (EMTrig).*

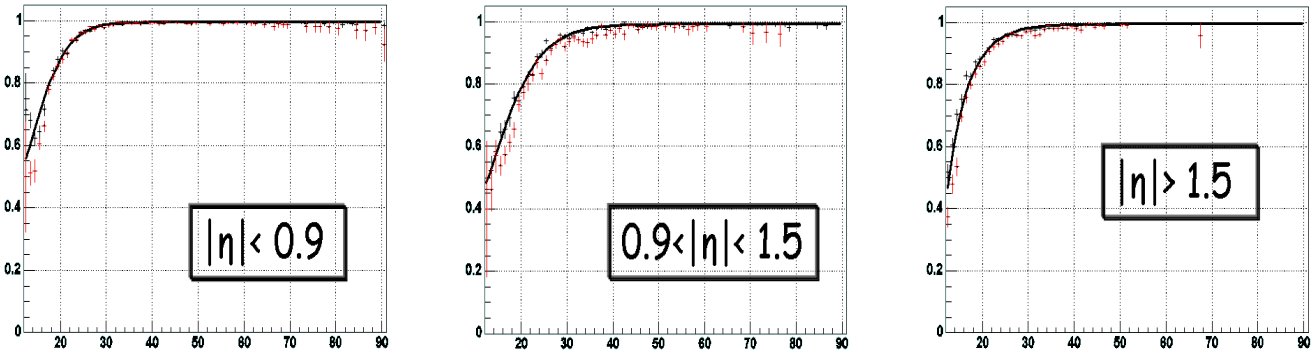


FIG. 6.12 : *Efficacité de la condition JET(1,10) au niveau 2 de déclenchement en fonction de l'impulsion transverse dans la région centrale (à gauche), dans les régions inter-cryostats (au milieu) et dans les régions avant (à droite). La courbe rouge (noire) a été obtenue sur le lot MUQCD (EMTrig)*

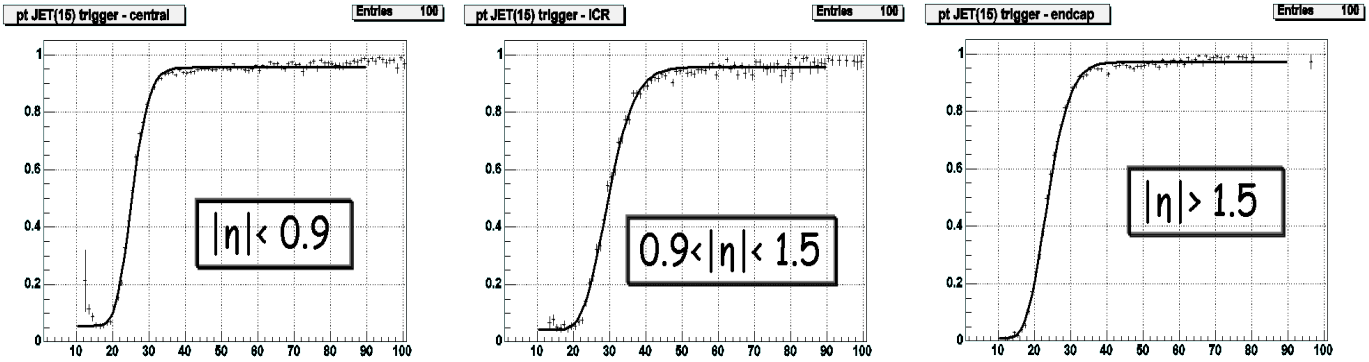


FIG. 6.13 : *Efficacité de la condition JET(1,15) au niveau 3 de déclenchement en fonction de l'impulsion transverse dans la région centrale (à gauche), dans les régions inter-cryostats (au milieu) et dans les régions avant (à droite).*

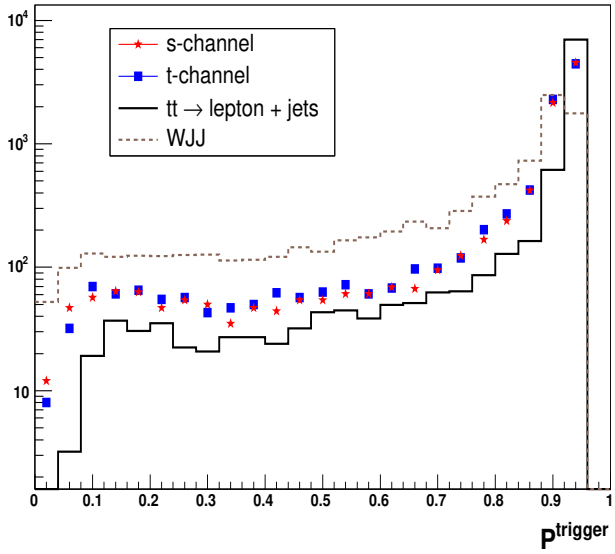


FIG. 6.14 : *Distribution de $P^{décl}$ pour les événements présélectionnés single top, WJJ et $t\bar{t} \rightarrow l + jets$. Les normalisations sont arbitraires.*

6.3.3 Résumé

L'ensemble des coupures de présélection est résumé dans la table 6.5.

Objet	Coupures
Déclenchement	EM15_2JT15 (listes v8-v11) E1_SHT15_2J20 (liste v12)
Vertex	$N_{traces}^{PV} \geq 3$ et $\lvert z^{PV} \rvert \leq 60$ cm
Lepton	• 1 électron *tight* avec $p_T > 15$ GeV/c et $\lvert \eta^{det} \rvert < 1.1$ • Δz(électron, PV) < 1 cm • véto sur les électrons EMID et muons isolés additionnels
Jets	• $2 \leq N_{jets}(p_T > 15 \text{ GeV}/c \text{ et } \lvert \eta^{det} \rvert < 3.4) \leq 4$ • $p_T^{jet-1} > 25$ GeV/c et $\lvert \eta^{det\ jet-1} \rvert < 2.5$ • $N_{jets}^{bruit} \leq 2$
Énergie transverse manquante	• $\not{E}_T{}^{final} > 15$ GeV et $\not{E}_T{}^{Ecorr} > 15$ GeV • $\lvert \Delta\varphi\left(\text{électron}, \not{E}_T{}^{final}\right) \rvert > -\frac{1}{80} \cdot \not{E}_T{}^{final} + 1$ • $\lvert \Delta\varphi\left(jet-1, \not{E}_T{}^{final}\right) \rvert < \frac{\pi-1.5}{35} \cdot \not{E}_T{}^{final} + 1.5$ (idem pour le $jet-2$)

TAB. 6.5 : *Résumé des coupures de présélection.*

6.4 Résultats après présélection

6.4.1 Signal et fonds simulés

Le nombre d'événements présélectionnés pour un lot de données simulées est :

$$N_{presel} = \frac{\mathcal{L}\sigma Br}{N_{lot\ initial}} \sum_{evt\ presel} P^{\text{décl}} \cdot SF \tag{6.7}$$

où $\mathcal{L}$ est la luminosité intégrée, σ la section efficace, Br le rapport d'embranchement, $N_{lot\ initial}$ le nombre d'événements générés, $P^{\text{décl}}$ l'efficacité de déclenchement (voir section 6.3.2) et SF un facteur correctif qui permet de prendre en compte les différences entre les efficacités de reconstruction et d'identification dans la simulation et les données réelles. La somme est effectuée sur les événements passant les coupures de présélection.

Les efficacités marginales et cumulées des coupures de présélection appliquées directement sur la simulation sont données dans la table 6.7 pour le signal et pour les fonds principaux : $t\bar{t}$ et W+jets. Par souci de clarté, l'incertitude statistique n'est donnée que pour l'efficacité de présélection totale. Elle est de l'ordre de 1%.

Le facteur SF dans l'équation 6.7 est égal au produit des différents facteurs correctifs pour l'électron (voir table 4.3 du chapitre 4), le vertex et la coupure en Δz(électron, vertex) (voir section 6.3.1). Il vaut : $87.72 \pm 3.3\%$. L'efficacité de présélection avoisine donc 23% pour le signal avec une incertitude absolue d'environ 1%. En prenant en plus en compte l'efficacité de déclenchement, l'efficacité de sélection des événements *single top* vaut environ 20 %.

Les nombres d'événements *single top* (en normalisant à la section efficace théorique), W+jets, $t\bar{t}$, VV et Z après présélection sont donnés dans la table 6.6. Le bruit de fond est très largement dominé par le fond W+jets.

	2 jets	3 jets	4 jets	Total
voie s	3.29	0.97	0.15	4.41 ± 0.06
voie t	6.49	3.17	0.94	10.60 ± 0.14
WJJ	2256.41	635.65	110.89	3002.95 ± 46.0
Wbb	26.32	5.85	0.91	33.08 ± 0.49
$t\bar{t} \to l + jets$	5.95	20.40	23.3	49.66 ± 0.98
$t\bar{t} \to ll$	7.31	4.52	1.08	12.91 ± 0.26
$WW \to l\nu_l jj$	11.18	1.42	0.17	12.77 ± 0.24
$WZ \to l\nu_l jj$	2.5	0.41	0.04	2.96 ± 0.07
$WZ \to lljj$	0.84	0.40	0.09	1.33 ± 0.05
Z/Drell-Yann $\to eejj$	17.74	9.13	3.02	29.89 ± 0.40

TAB. 6.6 : *Nombres d'événements présélectionnés. Les incertitudes sont statistiques uniquement.*

Notons l'augmentation du nombre d'événements en fonction de la multiplicité des jets pour le processus $t\bar{t} \to l + jets$.

Coupure	Efficacités (%)											
	voie s		**voie** t		$t\bar{t}\rightarrow$ l+jets		$t\bar{t}\rightarrow$ ll		WJJ		Wbb	
	marginale	cumulée	marginale	cumulée	marginale	cumulée	marginale	cumulée	marginale	cumulée	marginale	cumulée
$\lvert z^{PV}\rvert \leq 60$ cm	98.6	98.6	98.6	98.6	98.6	98.6	98.7	98.7	98.8	98.8	98.8	98.8
$N_{traces}^{PV} \geq 3$	98.8	97.5	99.5	98.1	99.4	98.0	99.2	97.9	98.9	97.7	98.3	97.1
Nb électron EMID = 1	65.1	63.5	64.6	63.3	30.4	29.8	41.3	40.5	71.2	69.6	73.3	71.2
Électron $p_T > 15$ GeV	99.3	63.0	99.2	62.8	99.3	29.6	99.4	40.2	99.5	69.2	99.6	70.9
Électron $\eta^{det} < 1.1$	83.4	52.5	81.3	51.1	85.2	25.2	84.5	34.0	67.2	46.5	71.0	50.3
$\Delta z(e, \text{PV}) < 1$ cm	92.5	48.6	92.7	47.4	77.4	19.5	85.3	29.0	93.5	43.5	93.6	47.1
$\mathcal{L}^{EM} > 0.85$	90.5	44.0	91.4	43.3	85.0	16.6	88.0	25.5	91.3	39.7	91.4	43.0
$\not{E}_T^{final,Ecorr}$	92.6	40.8	92.7	40.2	92.6	15.4	94.2	24.0	91.0	36.2	91.7	39.5
$2 \leq N_{jets} \leq 4$	75.5	30.8	78.2	31.4	86.1	13.2	82.5	19.8	26.7	9.7	24.6	9.7
$p_T^{jet-1} > 25$ GeV	99.1	30.5	98.9	31.1	99.9	13.2	99.5	19.8	85.1	8.2	85.8	8.3
$\eta^{jet-1} < 2.5$	99.7	30.4	98.4	30.6	99.9	13.2	99.8	19.7	97.5	8.0	98.3	8.2
$N_{jets}^{bruit} \leq 2$	99.8	30.4	99.6	30.5	99.2	13.1	99.7	19.7	99.7	8.0	99.9	8.2
triangulaire électron	93.7	28.5	95.1	29.0	92.9	12.2	94.2	18.5	96.0	7.7	96.8	7.9
triangulaire $jet-1$	97.5	27.8	97.4	28.2	97.3	11.8	98.6	18.3	96.8	7.4	97.4	7.7
triangulaire $jet-2$	97.0	26.9	96.5	27.3	97.6	11.6	98.3	18.0	94.9	7.0	95.7	7.4
veto muon isolé	98.6	**26.5 ± 0.3**	97.9	**26.7 ± 0.3**	96.1	**11.1 ± 0.2**	67.9	**12.2 ± 0.2**	99.6	**7.0 ± 0.1**	98.3	**7.3 ± 0.1**

TAB. 6.7 : *Efficacités marginales et cumulées des coupures de présélections pour le signal (voie s et voie t) et pour les fonds $t\bar{t}$ et W+jets.*

6.4.2 Fonds W+jets et QCD

Comme nous l'avons mentionné en 6.1.4, les nombres d'événements $vrai - e$ et QCD peuvent être déterminés, grâce à la méthode de la matrice, à partir des données réelles dans le lot présélectionné (voir appendice A). Les ingrédients nécessaires sont les efficacités ε_{sig} et ε_{QCD}. Ce sont respectivement les efficacités pour un "vrai" et un "faux" électron de passer la coupure permettant de passer du lot *loose* au lot *tight*, qui est, comme nous l'avons dit : $\mathcal{L}^{EM} > 0.85$. ε_{sig} a été déterminé de façon générale pour toute les analyses portant sur le quark top et vaut (voir table 4.3 du chapitre 4) : 0.862 ± 0.002. Il a été montré que cette efficacité est, dans une bonne approximation, indépendante de l'impulsion transverse, φ, η et de la distance au jet le plus proche [128]. ε_{QCD} a été déterminé spécifiquement pour l'analyse *single top* présentée ici.

6.4.2.1 Détermination de ε_{QCD}

ε_{QCD} est déterminé sur un lot enrichi en événements QCD représentatifs du bruit de fond QCD. Ce lot est obtenu en appliquant toutes les coupures de présélection *loose* sauf les coupures sur les énergies transverses manquantes $\not{E}_T{}^{final}$ et $\not{E}_T{}^{Ecorr}$. La figure 6.15 montre l'efficacité de la coupure *tight* en fonction de $\not{E}_T{}^{final}$ pour les événements enregistrés avec les listes des déclenchements v8, v9, v10 et v11 (à gauche) et v12 (à droite). La région à basse énergie transverse manquante est dominée par les événements QCD multijets et peut être utilisée pour extraire ε_{QCD}. Les efficacités ont été déterminées séparément car, pour v12, une coupure sur la forme de la gerbe électromagnétique est déjà appliquée au niveau 3 (nous rappelons que la variable de vraisemblance $\mathcal{L}^{EM}$ est construite, entre autres, à partir de la variable H_{matrix} qui caractérise la forme de la gerbe). Comme prévu, l'efficacité de mauvaise identification du bruit de fond QCD pour les données enregistrées avec la liste des déclenchement v12 est plus grande.

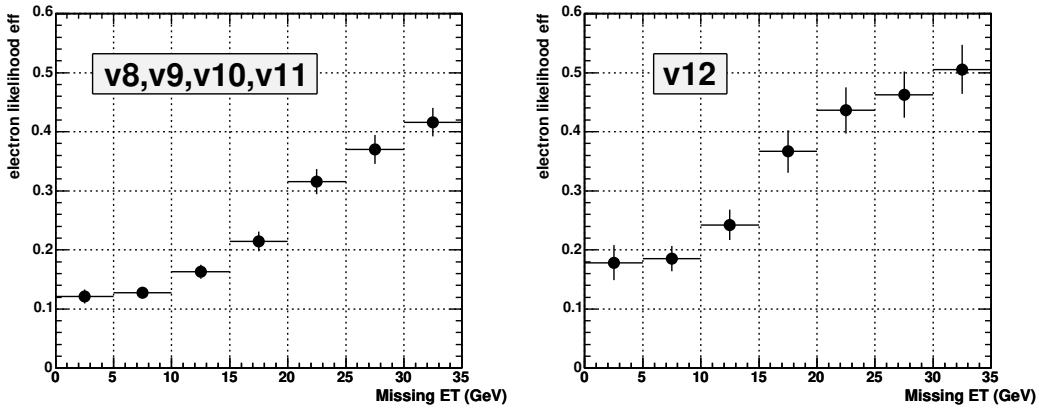


FIG. 6.15 : *Efficacité de la coupure $\mathcal{L}^{EM} > 0.85$ en fonction de l'énergie transverse manquante pour les données recueillies avec v8, v9, v10 et v11 (à gauche) et avec v12 (à droite) dans le lot EMQCD. Toutes les coupures de présélection sont appliquées sauf celles sur les énergies transverses manquantes $\not{E}_T{}^{final}$ et $\not{E}_T{}^{Ecorr}$.*

ε_{QCD} est obtenu, pour chaque liste, en prenant la moyenne de l'efficacité dans l'intervalle $0 < \not{E}_T{}^{final} < 5$, séparément pour les événements à deux, trois et quatre jets. Comme aucune dépendance en fonction du nombre de jets n'est observée, les valeurs utilisées dans l'analyse sont celles obtenues sur la totalité des événements à basse énergie transverse manquante, indépendamment de la multiplicité de jets. En revanche, ε_{QCD} dépend de l'impulsion transverse du faux électron : elle décroît jusqu'à 30 GeV/c environ où elle atteint un plateau entre 5 et 10% suivant la liste des déclenchements. ε_{QCD} a donc été

paramétrée en fonction de l'impulsion transverse pour l'analyse réalisée durant l'hiver et le printemps 2004 mais le seul effet visible est l'amélioration de l'accord entre données réelles et données simulées à petite impulsion transverse sur la distribution en impulsion transverse de l'électron. En terme de nombre d'événements, la différence est complètement négligeable (de l'ordre de 0.5%). Les autres distributions ne montrent aussi que très peu de différences. Par souci de simplicité, une efficacité constante a donc été choisie dans cette analyse. Les valeurs trouvées sont les suivantes :

- v8,v9,v10 et v11 : $\varepsilon_{QCD} = 0.12 \pm 0.02$
- v12 : $\varepsilon_{QCD} = 0.18 \pm 0.03$

Une incertitude systématique relative de 25% est assignée sur ε_{QCD} pour tenir compte des différences observées avec une méthode indépendante se basant sur un ajustement de la masse transverse du W [174]. La méthode employée ici pour déterminer ε_{QCD} repose bien sûr sur l'hypothèse que la valeur déterminée à basse énergie transverse manquante puisse être utilisée à grande énergie transverse manquante. Le bon accord entre l'observation et la prédiction dans le lot présélectionné (voir section 6.4.3) est une bonne indication que cette hypothèse est correcte.

La figure 6.16 montre la distribution de la variable de vraisemblance $\mathcal{L}^{EM}$ pour des vrais et des faux électrons (à gauche) et l'efficacité ε_{sig} en fonction de ε_{QCD} pour différentes coupures sur $\mathcal{L}^{EM}$ (à droite). Le lot de faux électrons est obtenu, comme il a été dit plus haut, en demandant $\not{E}_T{}^{final}$ <15 GeV. Pour le lot de vrais électrons, des événements $Z \to e^+e^-$ sont utilisés en sélectionnant les électrons comme indiqué dans la section 6.3.1 et en demandant en plus que la masse invariante $M_{e^+e^-}$ soit dans une fenêtre en masse de ± 20 GeV/c^2 centrée sur la masse du Z. Sur ces figures, aucune séparation en fonction de la liste de déclenchement n'est effectuée. ε_{QCD} correspond donc à une moyenne des deux valeurs que nous avons données ci-dessus.

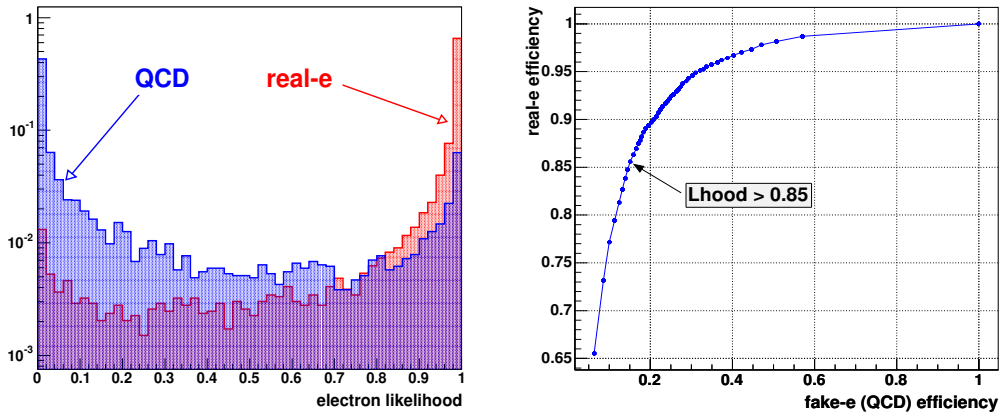


FIG. 6.16 : *Distribution de la variable de vraisemblance $\mathcal{L}^{EM}$ pour des vrais et des faux électrons (à gauche) et efficacité ε_{sig} en fonction de ε_{QCD} pour différentes coupures (à droite). Le point correspondant à la coupure que nous appliquons est représenté par la flèche.*

6.4.2.2 Résultat de la méthode de la matrice

La table 6.8, obtenue en appliquant la méthode de la matrice, donne les nombres d'événements observés et les nombres de vrais et faux électrons dans le lot d'événements présélectionnés *tight* en fonction de la multiplicité de jets (les notations utilisées sont celles de l'appendice A).

	2 jets	3 jets	4 jets	Total
N_{tight}^{presel}	2862	772	194	3828
N_{vrai-e}^{presel}	2563.1 ± 105.3	635.4 ± 50.2	154.3 ± 19.0	3352.8 ± 155.6
N_{QCD}^{presel}	298.9 ± 89.9	136.6 ± 41.3	39.7 ± 12.5	475.2 ± 142.1

TAB. 6.8 : *Nombre d'événements présélectionés et les contributions respectives des vrai électrons et des faux électrons. Les incertitudes sont celles associées à la méthode de la matrice et ont été calculées en prenant en compte les incertitudes statistiques liées à la taille finie des lots d'événements et les incertitudes systématiques sur ε_{sig} et ε_{QCD}.*

Le nombre d'événements présélectionnés total est de 3828, parmi lesquels 475 sont des événements QCD. Le nombre d'événements W+jets est donné par :

$$N_{W+jets}^{presel} = N_{vrai-e}^{presel} - N_{t\bar{t}\to l+jets} - N_{t\bar{t}\to ll} - N_{VV} - N_{Z/\mathrm{Drell-Yann}} \tag{6.8}$$

Le rapport entre N_{W+jets}^{presel} et le nombre prédit théoriquement (voir table 6.6) est de 1.068. Ce rapport vaut 1.10, 0.93 et 1.13 pour les événements à 2, 3 et 4 jets respectivement. Étant donné les incertitudes importantes sur les sections efficaces théoriques des processus W+jets, les deux prédictions sont compatibles l'une avec l'autre. Nous préférons cependant utiliser l'information fournie par la méthode de la matrice et donc appliquer un poids sur les événements simulés WJJ et Wbb de 1.068. La multiplicité de jets après application de ce poids est montrée sur la figure 6.17.

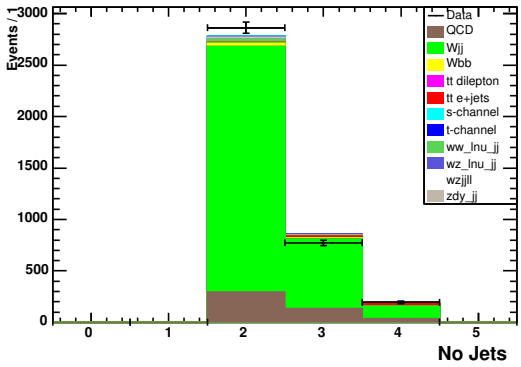


FIG. 6.17 : *Distribution du nombre de jets par événement dans les données réelles (points avec barres d'incertitudes) et simulées (histogrammes) après normalisation du fond W+jets grâce à la méthode de la matrice.*

6.4.3 Comparaison entre observation et prédiction dans le lot présélectionné

Un bon accord entre données réelles et données simulées est nécessaire pour pouvoir être confiant dans l'utilisation des lots WJJ et Wbb pour l'estimation du fond W+jets. Les impulsions transverses des jets sont représentées sur la figure 6.18. L'accord entre l'observation et la prédiction est bon sauf pour le deuxième jet pour lequel le spectre est plus dûr dans la simulation. Ceci n'est pas encore compris. Nous observons également que l'excès de la simulation par rapport aux données réelles pour les événements à trois jets (voir figure 6.17) correspond à des événements où le troisième jet a une impulsion transverse autour de 30 GeV/c. Cet excès n'est pas vraiment significatif au vu de ce qui a été dit dans la section précédente et du bon accord visible pour le reste de la distribution. Les distributions en η^{det} (voir figure

6.19) montrent un accord raisonnable même si le jet de plus grande impulsion transverse semble être plus central dans les données réelles que dans les données simulées.

Les distributions de l'impulsion transverse de l'électron ainsi que de ses variables η^{det} et φ sont représentées sur la figure 6.20. L'impulsion transverse est relativement bien décrite. Le déficit de la prédiction entre 15 GeV/c et 20 GeV/c est dû au fait que nous n'avons pas pris en compte la dépendance en impulsion transverse de ε_{QCD}. Comme nous l'avons dit en 6.4.2.1, ceci est le seul effet visible lié à la dépendance de ε_{QCD} en fonction de l'impulsion transverse.

L'énergie transverse manquante et l'énergie transverse scalaire sont représentées sur la figure 6.21. L'énergie transverse scalaire est la somme des énergies transverses de toutes les cellules dans le calorimètre. L'accord est excellent pour les deux variables. Le fait que l'énergie transverse scalaire soit bien reproduite est très intéressant car cela montre que le bruit est maîtrisé dans le calorimètre. L'accord était beaucoup moins bon lorsque l'algorithme T42 n'était pas appliqué.

Les angles en φ entre l'électron et l'énergie transverse manquante et entre l'électron et les deux premiers jets sont montrés sur la figure 6.22. L'excès de la prédiction par rapport à l'observation pour $\Delta\varphi(electron, \not{E}_T{}^{final})$ égal à 0.7 semble indiquer que ε_{QCD} est légèrement surestimé. Ceci est confirmé en refaisant ces distributions après avoir baissé ε_{QCD} de 1% : la description est alors très bonne sur toute la distribution et il n'y a plus d'excès. Cependant, cet excès étant complètement compris dans l'incertitude de 25% sur ε_{QCD}, les valeurs de ε_{QCD} déterminées dans la section 6.4.2.1 sont conservées. La distribution de $\Delta\varphi(electron, \not{E}_T{}^{final})$ montre un comportement très intéressant qui permet de se rendre compte de l'efficacité de la méthode de la matrice : la distribution pour le fond QCD semble indiquer une remontée vers les petites valeurs de $\Delta\varphi(electron, \not{E}_T{}^{final})$. Ceci est compatible avec ce que nous avons dit en 6.3.1 sur le fait que l'énergie des faux électrons est en général sous-estimée.

La masse transverse et l'impulsion transverse du W sont montrées sur la figure 6.23. L'accord à grande masse transverse est bon. A petite masse transverse, l'excès de la prédiction par rapport à la mesure a la même origine que celui visible sur la distribution de $\Delta\varphi(electron, \not{E}_T{}^{final})$ car par définition, la masse transverse tend vers 0 lorsque $\Delta\varphi(electron, \not{E}_T{}^{final})$ tend vers 0. L'excès est par contre suivi, pour des masses transverses de l'ordre de 40 GeV/c^2, d'un léger déficit. Ce déficit est encore plus marqué si on baisse ε_{QCD} de 1% comme nous l'avons fait pour $\Delta\varphi(electron, \not{E}_T{}^{final})$. Le fait de paramétrer ε_{QCD} en fonction de l'impulsion transverse n'améliore pas non plus l'accord entre prédiction et données réelles pour cette variable. Ce désaccord n'est pas encore compris. Un bon accord est obtenu pour la distribution en impulsion transverse du W.

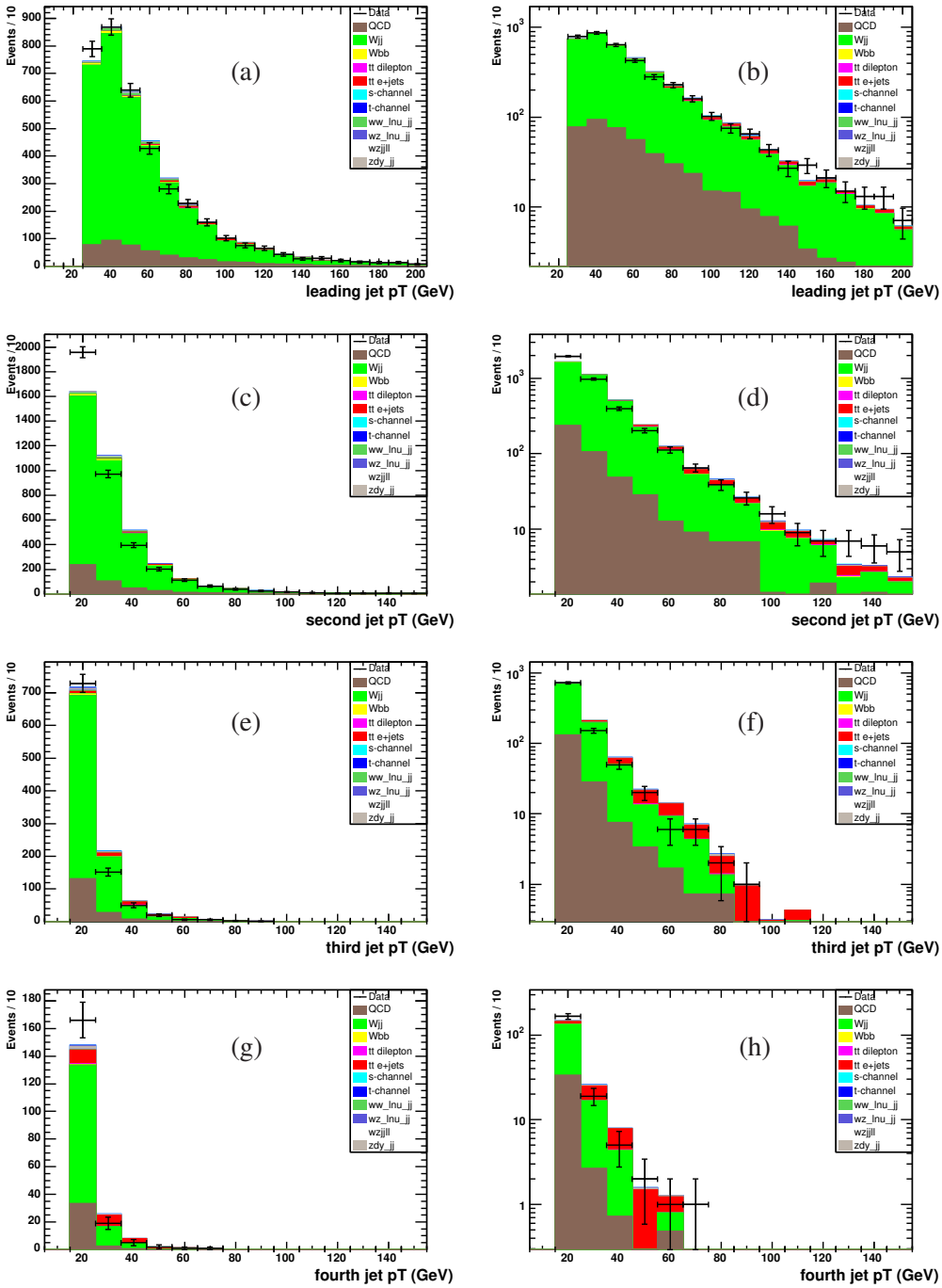


FIG. 6.18 : *Impulsions transverses des jets en échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite) après coupures de présélection, pour le jet de plus grande impulsion transverse (a-b), le second jet (c-d), le troisième jet (e-f) et le quatrième jet (g-h).*

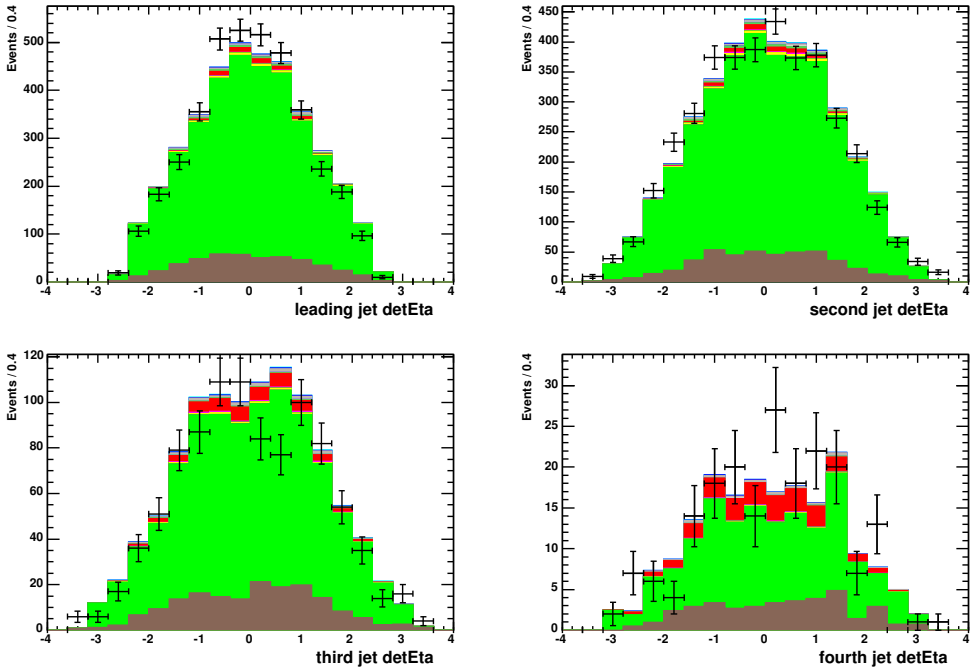


FIG. 6.19 : *Distributions en η des jets après coupure de présélection pour les quatre jets de plus grande impulsion transverse.*

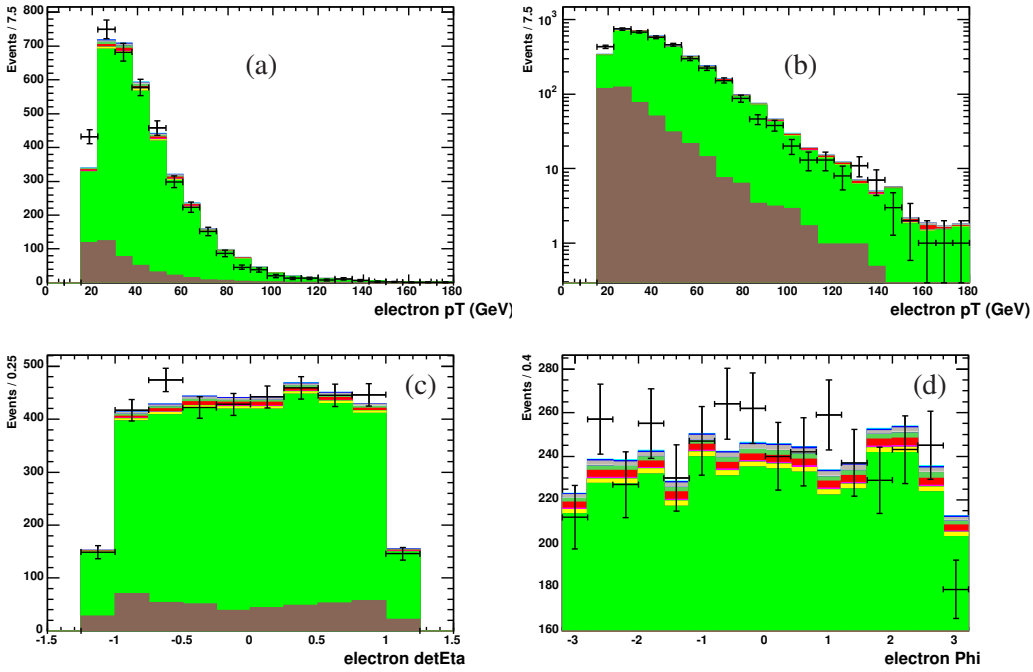


FIG. 6.20 : *Distribution de l'impulsion transverse de l'électron en échelle linéaire (a) et en échelle logarithmique (b) et de η^{det} (c) et φ (d) après coupures de présélection.*

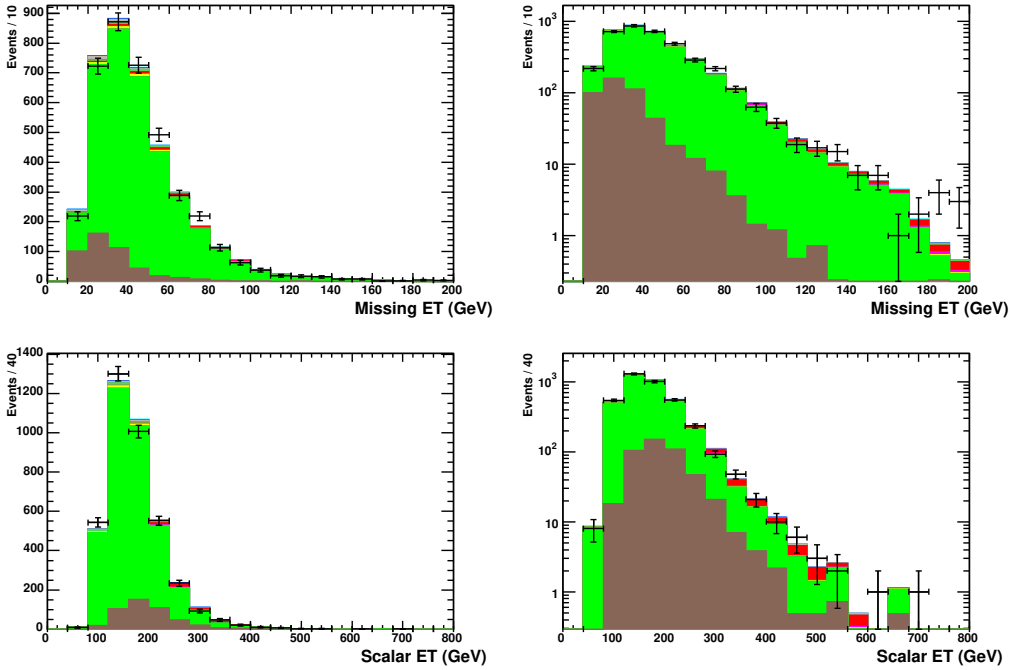


FIG. 6.21 : *Distribution de l'énergie transverse manquante (en haut) et de l'énergie transverse scalaire (en bas) en échelle linéaire (à gauche) et logarithmique (à droite) après coupures de présélection.*

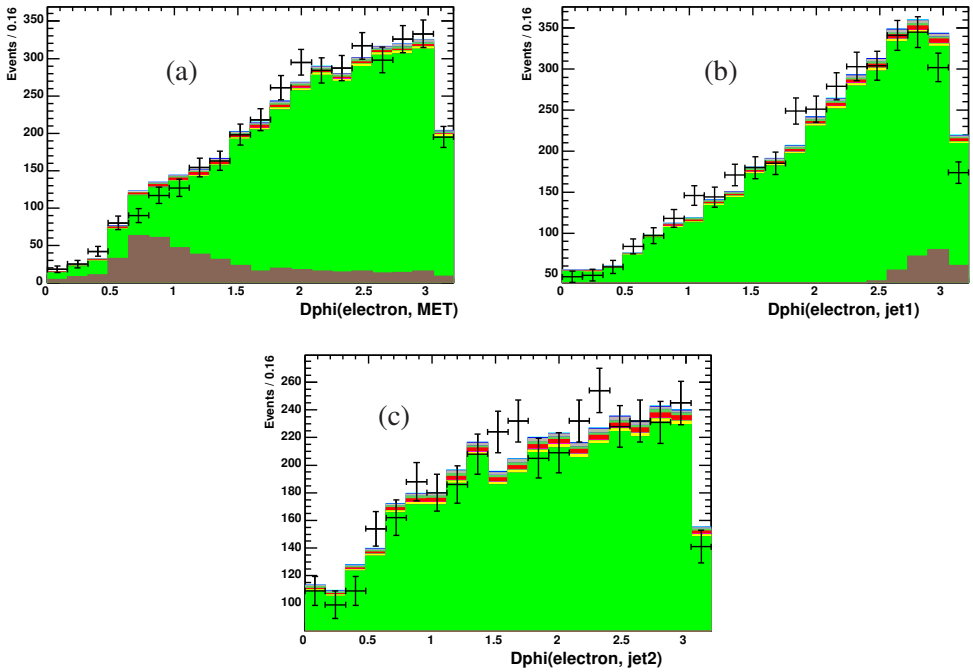


FIG. 6.22 : *Distribution des angles $\Delta\varphi$ entre l'électron et l'énergie transverse manquante (a), entre le jet de plus grande impulsion transverse et l'électron (b) et entre le deuxième jet de plus grande impulsion transverse et l'électron (c) après coupures de présélection.*

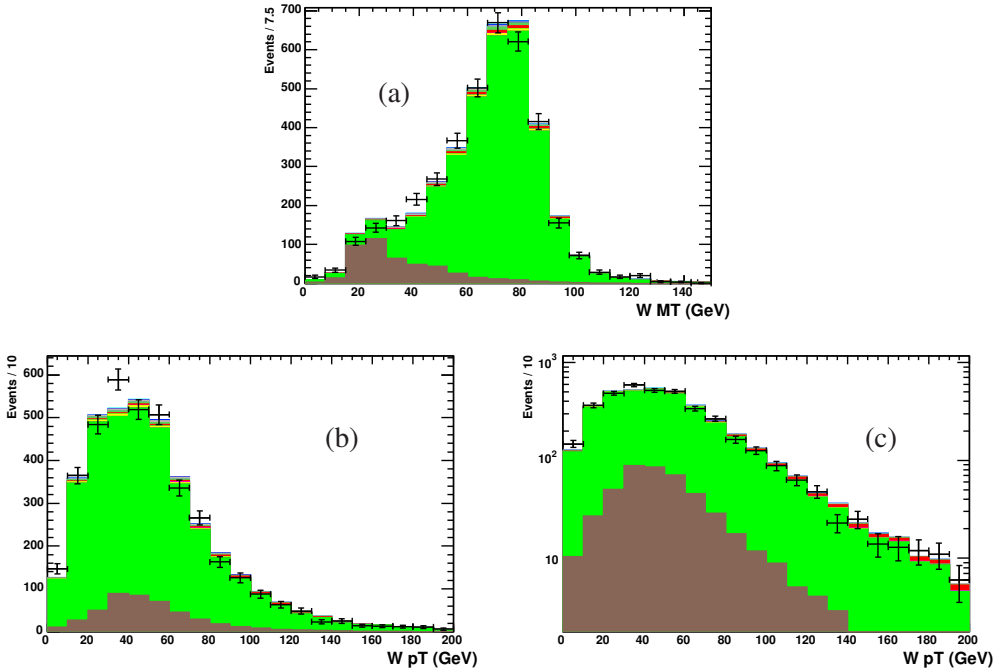


FIG. 6.23 : *Distribution de la masse transverse du W (a) et de son impulsion transverse en échelle linéaire (b) et logarithmique (c).*

6.5 Conclusion

Dans ce chapitre, l'analyse portant sur la recherche du *single top* dans le canal électron+jets a été présentée. La première étape d'analyse qui consiste en la sélection d'un lot d'événements enrichis en événements W+jets a été décrite en détail. Les coupures appliquées, encore appelées coupures de présélection, comprennent essentiellement des coupures fortes sur les candidats électromagnétiques et des coupures sur l'énergie transverse manquante et la distance en φ entre celle-ci et les objets visant à réduire fortement le fond QCD. Après les coupures de présélection, le fond dominant est le fond W+jets. Viennent ensuite le fond QCD et les autres fonds contenant des vrais électrons : $t\bar{t}$, VV et Z/Drell-Yan.

Afin d'augmenter le rapport $S/\sqrt{B}$, une sélection supplémentaire des événements en étiquetant les jets de b et en mettant à profit la topologie un peu différente des événements *single top* par rapport aux événements W+jets doit être effectuée. La description de ces techniques et la présentation des résultats font l'objet du chapitre suivant. L'estimation des fonds et en particulier celle du fond W+jets après étiquetage est certainement l'étape la plus délicate de l'analyse. Il a été montré dans ce chapitre que les événements simulés W+jets reproduisent correctement les données réelles après présélection. La méthode de la matrice, qui permet de normaliser les bruits de fond W+jets et QCD aux données réelles a également été décrite. Cette méthode permet de s'affranchir des incertitudes liées aux sections efficaces théoriques et aux coupures de présélection pour ces fonds. Une autre méthode, basée uniquement sur les données réelles, sera également utilisée au chapitre suivant, ce qui permettra de valider les résultats.

Chapitre 7

Sélection finale et limites sur la production du *single top*

Ce chapitre est consacré à la description des étapes finales de la recherche de la production du *single top*. Nous commencerons par décrire l'étiquetage des jets de b qui est réalisé par deux algorithmes : JLIP et SLT. Les méthodes d'estimation des fonds après étiquetage sont ensuite décrites. Nous passerons après à la description des optimisations des analyses pour les recherches en voies s, t et pour la recherche combinée des deux voies. Les limites obtenues sont finalement données.

7.1 Etiquetage des b par les muons

Les quarks b s'associent, lors du processus d'hadronisation, essentiellement avec des quarks léger u, d ou s pour former des mésons beaux chargés ou neutres [37]. Ces mésons produisent des muons dans leur chaîne de désintégration. Les rapports d'embranchement pour un mélange $B^{\pm}/B_d^o/B_s^o$ sont :

$$Br(b \to \mu) = 10.6\%$$
$$Br(b \to c \to \mu) = 8\%$$

La recherche de muons à l'intérieur des jets permet donc d'identifier les saveurs lourdes[1]. Cette technique est appelée SLT, pour *Soft Lepton Tagging*. La reconstruction des muons a été décrite dans 3.2.5. Nous appliquons les coupures suivantes :

- $\Delta R(\mu$,jet$) < 0.5$
- muon de qualité *medium*
- $p_T(\mu) > 4$ GeV/c

Les muons n'ont pas nécessairement de trace associée. Cependant, lorsqu'il y en a une, les quantités mesurées grâce aux détecteurs de traces sont utilisées pour avoir une meilleure précision sur l'impulsion transverse. À titre indicatif, les probabilités de trouver au moins un jet étiqueté par l'algorithme SLT dans les événements simulés sont données dans la table 7.1. Nous observons ici le fait que, comme nous pouvions nous y attendre d'après les figures 6.3 et 6.4, le contenu en b est différent pour la voie s et la voie t. Notons également que l'efficacité est plus grande pour $t\bar{t} \to ll$ que pour $t\bar{t} \to l + jets$. Ceci est

[1]Notons que ceci est valable également pour les électrons à l'intérieur des jets. Cependant, leur recherche est plus difficile que celle des muons car jets et électrons sont difficilement séparables. Un algorithme permettant de les identifier a été mis en place [122] mais n'a pas été utilisé pour cette analyse.

dû au fait que le deuxième lepton dans le premier processus peut être un muon qui, parfois, se trouve à l'intérieur d'un jet et passe les coupures mentionnées ci-dessus.

	Efficacité d'étiquetage par SLT (%)
voie s	15.7 ± 0.4
voie t	10.2 ± 0.3
WJJ	1.1 ± 0.5
Wbb	11.2 ± 0.4
$t\bar{t} \to l + jets$	17.1 ± 0.5
$t\bar{t} \to ll$	20.3 ± 0.5
$WW \to l\nu_l jj$	2.0 ± 0.3
$WZ \to l\nu_l jj$	4.7 ± 0.5
$WZ \to lljj$	2.4 ± 0.1
Z/Drell-Yann $\to eejj$	1.2 ± 0.3

TAB. 7.1 : *Efficacités d'étiquetage par l'algorithme SLT pour les différents processus simulés. Les incertitudes sont statistiques uniquement.*

7.2 Etiquetage des b par l'algorithme JLIP

Les hadrons beaux peuvent également être identifiés grâce à leur temps de vie qui est d'environ 1.6 ps. Ceci correspond, pour des impulsions transverses plus grandes que 10 GeV/c, à des déplacements de quelques centaines de micromètres par rapport au vertex primaire dans le plan transverse, ce qui est bien plus grand que la résolution sur la position du vertex primaire (de l'ordre de 35 μm). Les traces à grand paramètre d'impact peuvent donc être cherchées dans les jets pour identifier ceux qui viennent d'un hadron beau (ou d'une saveur lourde en général car les hadrons charmés ont eux aussi une longue durée de vie). C'est le principe de l'algorithme JLIP décrit en détail dans [175]. Nous en ferons simplement une brève description ici.

Les différences d'efficacité de reconstruction des traces entre données réelles et simulées ainsi que la présence de jets de bruit dans le détecteur ont conduit à procéder en deux étapes lors de la recherche de jets de b. La première consiste à déterminer pour chaque jet s'il est "étiquetable". Ceci est fait en associant les jets calorimétriques à des jets de traces reconstruits par l'algorithme de *simple cone* de rayon 0.5 en ΔR (voir section 4.6.1.4). Seuls les jets de traces possédant au moins deux traces d'impulsions transverses supérieures à 500 MeV/c avec au moins une trace d'impulsion transverse supérieure à 1 GeV/c sont considérés. Les jets qui ne sont pas associés à un jet de traces sont considérés comme "non-étiquetables". La deuxième étape consiste à appliquer l'algorithme JLIP uniquement sur les jets étiquetables. Ainsi, les dépendances en qualité des données et en contenu en saveurs lourdes sont différenciées et l'efficacité d'étiquetage, définie comme $N_{jets}^{étiquetés}/N_{jets}^{étiquetable}$, correspond réellement à l'efficacité d'identifier un jet de saveur lourde. Plus précisément, l'étiquetabilité dépend de la qualité des données recueillies par le calorimètre et les détecteurs de traces alors que l'étiquetage n'en dépend pas.

A cause des performances différentes entre données simulées et données réelles pour la reconstruction des traces, nous n'avons pas appliqué l'algorithme JLIP directement sur la simulation. Ainsi, comme pour les efficacités de déclenchement, des paramétrisations obtenues grâce aux données réelles doivent être appliquées sur les objets simulés.

7.2.1 Sélection des traces et des jets

Les traces utilisées dans l'algorithme JLIP doivent satisfaire les critères suivants :

- nombre de coups dans les tonneaux et disques F du SMT supérieur ou égal à 1
- impulsion transverse supérieure à 0.5 GeV/c
- paramètre d'impact inférieur à 0.2 cm dans le plan transverse et à 0.4 cm le long de l'axe z. Ceci permet d'éliminer les traces venant d'interactions secondaires avec les matériaux du détecteur et les traces issues d'une autre interaction lors du même croisement de faisceaux.

Les jets utilisés pour l'étiquetage des événements doivent eux avoir une impulsion transverse supérieure à 15 GeV/c et une pseudorapidité inférieure à 2.5 en valeur absolue. Cette dernière coupure est reliée à la couverture angulaire du détecteur de traces.

7.2.2 Efficacité d'étiquetabilité des jets

Les deux courbes de gauche sur la figure 7.1 montrent l'efficacité d'étiquetabilité $\varepsilon^{étiquetable}(p_T, \eta)$ en fonction de son impulsion transverse et de la pseudo-rapidité dans le lot EMQCD et dans le lot présélectionné (e+jets sur la figure). Pour prendre en compte les variations en fonction de ces deux variables une paramétrisation à deux dimensions est déterminée en faisant le produit des paramétrisations individuelles. Les spectres en impulsion transverse et en η des jets étiquetés et les spectres obtenus en appliquant la paramétrisation à deux dimensions dans le lot EMQCD sont comparés (voir figures 7.1-b et 7.1-d) afin de valider cette factorisation.

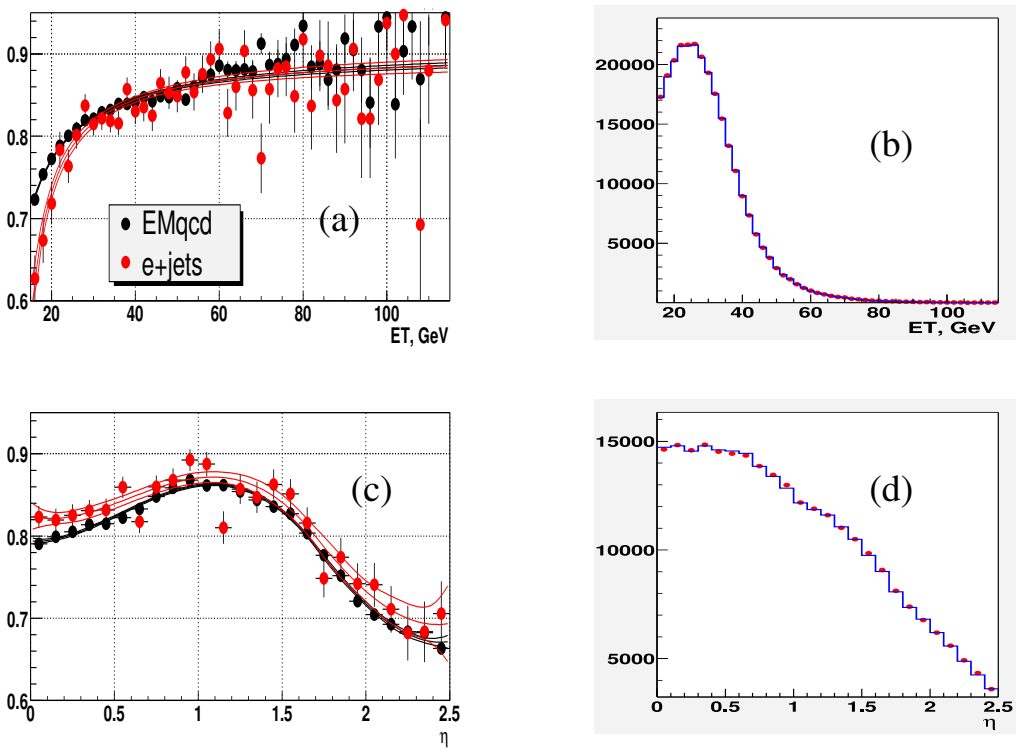


FIG. 7.1 : *Les deux courbes de gauche montrent la probabilité pour un jet d'être étiquetable en fonction de l'impulsion transverse (a) et de η (c) dans le lot EMQCD et dans le lot présélectionné ($e + jets$ sur la figure). Les figures de droite montrent les distributions observées et prédites par la paramétrisation à deux dimensions dans le lot EMQCD.*

7.2.3 Description de l'algorithme JLIP

Le principe de l'algorithme est, comme nous l'avons dit précédemment, de chercher les traces à grand paramètre d'impact (IP) dans les jets. Il est utile de donner un signe au paramètre d'impact suivant que le vecteur ayant pour origine le vertex primaire et pour extrémité le point d'approche minimale sur la trace considérée est dans l'hémisphère défini par la direction du jet ou dans l'hémisphère opposé. Le signe est donc donné par le signe de $\cos(\vec{\mathrm{IP}}, \vec{jet})$. Ainsi, les particules à grande durée de vie ont un IP positif, alors que les particules issues du vertex primaire ont une distribution de IP symétrique par rapport à 0 du fait de la résolution sur la reconstruction de la trace. Ceci est illustré sur la figure 7.2 où la distribution de la significance du paramètre d'impact, définie par $\mathcal{S}_{IP} = IP/\sigma_{IP}$, est représentée pour des événements simulés $Z \to u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$, $Z \to c\bar{c}$ et $Z \to b\bar{b}$. Les traces provenant de la désintégration de saveurs lourdes présentent une asymétrie très prononcée. Les traces dans les jets de quarks légers présentent, elles aussi, une très légère asymétrie qui est due à la présence de particules à grande durée de vie : K_s^o, Λ et électrons et positons venant de la conversion de photons. Ces particules sont regroupées sous le nom de V^o.

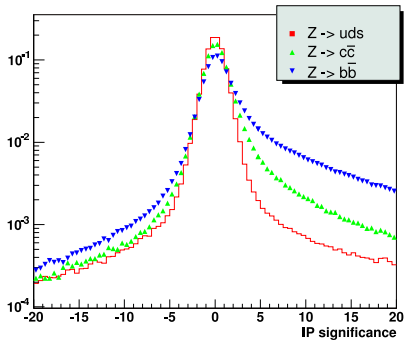


FIG. 7.2 : *Distribution de $\mathcal{S}_{IP} = IP/\sigma_{IP}$ pour des événements $Z \to u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$, $Z \to c\bar{c}$ et $Z \to b\bar{b}$.*

Afin d'augmenter la pureté, un algorithme de réjection des V^o a été mis en place. Pour chaque événement, chaque paire de traces est soumise à une hypothèse de masse :

- K_s^o : la masse de chaque trace est fixée à la masse du pion chargé. L'hypothèse K_s^o est validée si la masse invariante de la paire de traces vérifie $0.473 < M(\mathrm{trace1}, \mathrm{trace2}) < 0.517$ GeV/c^2.
- Λ : la masse de la trace de plus grande impulsion transverse est fixée à la masse du proton et celle de l'autre trace à celle du pion chargé. L'hypothèse Λ est validée si la masse invariante de la paire de traces vérifie $1.109 < M(\mathrm{trace1}, \mathrm{trace2}) < 1.122$ GeV/c^2.
- paire électron-positon venant de la conversion d'un photon : l'hypothèse est validée si la masse invariante de la paire de traces vérifie $0 < M(\mathrm{trace1}, \mathrm{trace2}) < 0.025$ GeV/c^2.

Les distributions des masses invariantes pour les deux premières hypothèses sont représentées sur la figure 7.3 dans un lot de données, nommé *jettrig*, sélectionnées en demandant au moins un jet au niveau 3 de déclenchement. Si une des hypothèses de masse est satisfaite, les deux traces sont rejetées et ne sont pas utilisées par l'algorithme JLIP.

7.2.3.1 Probabilité qu'une trace et qu'un jet soient originaires du vertex primaire

La partie négative de la distribution de $\mathcal{S}_{IP}$ est utilisée pour déterminer la probabilité qu'une trace vienne du vertex primaire. La densité de probabilité de la partie négative est notée $\mathcal{R}(\mathcal{S}_{\mathcal{IP}})$ et est aussi appelée fonction de résolution. Ainsi, la probabilité pour qu'une trace vienne du vertex primaire est :

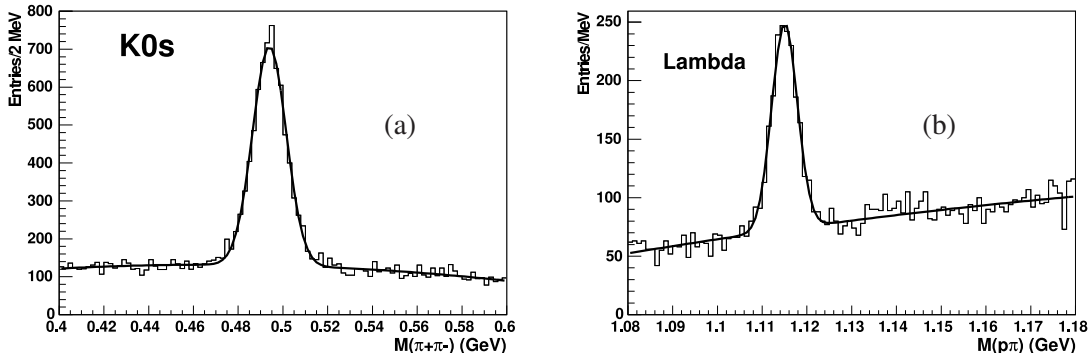


FIG. 7.3 : *Distribution de la masse invariante des paires de traces pour différentes hypothèses de masse : K_s^o (a) et Λ (b).*

$$\mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}_{IP}) = \frac{\int_{-50}^{-|\mathcal{S}_{IP}|} \mathcal{R}(s)ds}{\int_{-50}^{0} \mathcal{R}(s)ds} \tag{7.1}$$

L'intégration ne va pas au-delà de $|\mathcal{S}_{IP}| = 50$ car la qualité des traces n'est plus très bonne pour d'aussi grandes valeurs. Les fonctions de résolution dépendent a priori de la qualité des traces. Pour cette raison, les traces sont classées en 29 catégories en fonction des nombres de coups dans le CFT et SMT, de η, de la qualité de l'ajustement lors de la reconstruction (χ^2) et de l'impulsion transverse. Une fonction de résolution est déterminée pour chaque catégorie. La figure 7.4 en montre quatre d'entre elles. Elles sont déterminées sur le lot *jettrig*. Les distributions sont ajustées par la somme de quatre gaussiennes, ce qui permet de reproduire aussi bien les parties centrales que les queues de distributions.

La probabilité pour une trace étant calculée, il faut trouver les traces associées à chaque jet et combiner les probabilités pour chaque trace en une probabilité par jet. L'association traces-jet est très simple : une trace fait partie d'un jet si elle est à une distance en ΔR inférieur à 0.5 de l'axe du jet. La méthode employée pour la combinaison des traces est héritée du LEP [176, 177]. Elle permet de définir une probabilité positive pour qu'un jet vienne du vertex primaire en ne prenant en compte que les traces de paramètre d'impact positif et une probabilité négative en ne prenant en compte que les traces ayant un paramètre d'impact négatif. La probabilité positive s'écrit :

$$\mathcal{P}_{jet}^{+} = \Pi^{+} \times \sum_{j=0}^{N_{traces}^{+}-1} \frac{(log\Pi^{+})^{j}}{j!} \qquad \text{avec} \qquad \Pi^{+} = \prod_{i=1}^{N_{traces}^{+}} \mathcal{P}_{trace}\left(\mathcal{S}_{IP}\right) \tag{7.2}$$

où N_{traces}^{+} est le nombre de traces associées au jet ayant un paramètre d'impact positif et $\mathcal{P}_{trace}$ est défini par l'équation 7.1. La probabilité négative $\mathcal{P}_{jet}^{-}$ est obtenue en remplaçant l'exposant $+$ par $-$ dans la formule 7.2. Les distributions de $\mathcal{P}_{jet}^{+}$ et $\mathcal{P}_{jet}^{-}$ sur les données réelles *jettrig* et sur les jets simulés venant de quarks légers, b ou c, sont représentées sur la figure 7.5. La distribution pour les IP positifs montre un excès très net à 0 pour les jets de saveur lourde (b ou c). Un excès important est aussi visible dans le lot *jettrig*, il est dû à des V^o non reconstruits et surtout à la présence de jets de saveur lourde dans les données. Les distributions pour les IP négatifs montrent, surtout pour les saveurs lourdes, une légère remontée à 0. Celle-ci est probablement due à la largeur de la distribution en $\mathcal{S}_{IP}$ pour $\mathcal{S}_{IP}$ négatif observée sur la simulation (voir figure 7.2) qui est plus importante pour les jets de b que pour les jets de quarks légers.

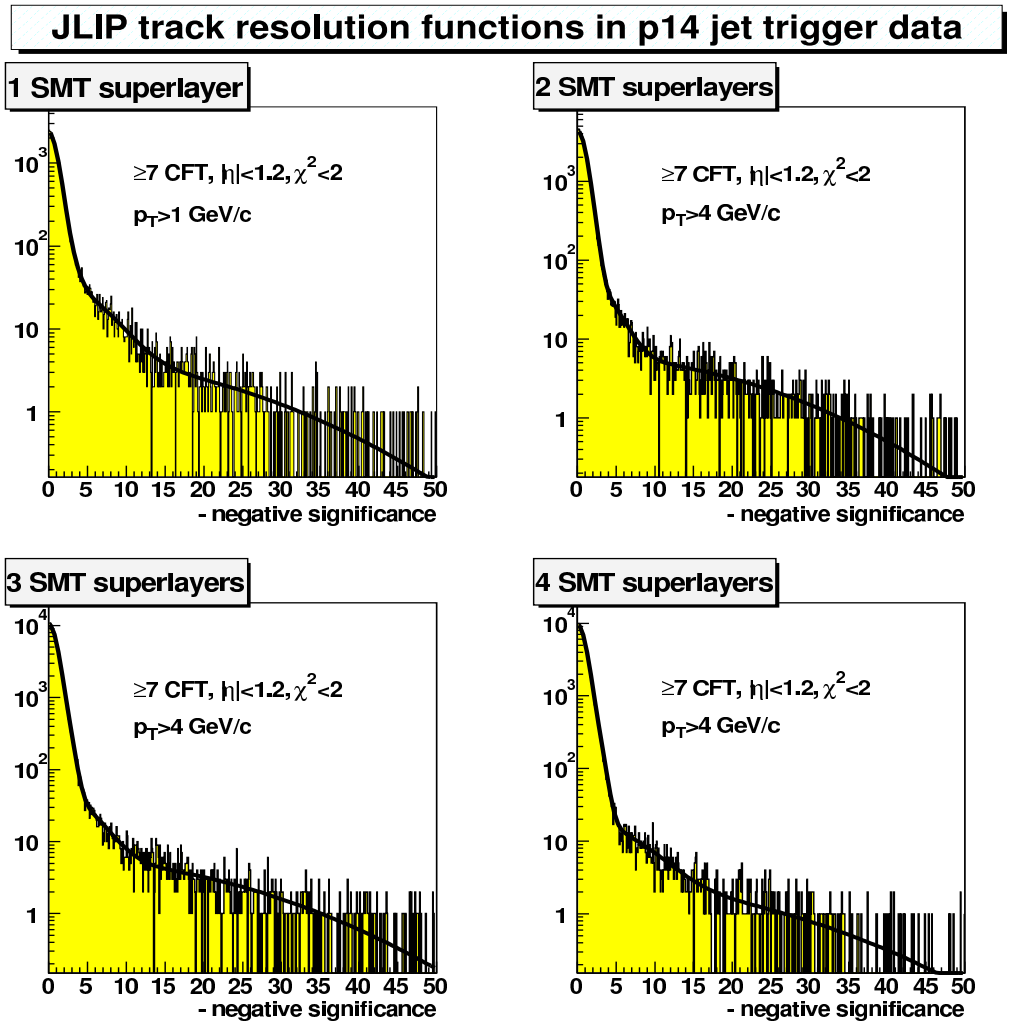


FIG. 7.4 : *Fonctions de résolution $\mathcal{R}(\mathcal{S}_{\mathcal{IP}})$ pour quatre catégories de traces (les catégories sont indiquées sur les figures). Les distributions sont ajustées par la somme de 4 gaussiennes.*

L'étiquetage se fait finalement en appliquant une coupure donnée sur la probabilité $\mathcal{P}^{+}_{jet}$. Trois points de fonctionnement sont définis : *loose* pour $\mathcal{P}^{+}_{jet} < 0.014$, *medium* pour $\mathcal{P}^{+}_{jet} < 0.007$ et *tight* pour $\mathcal{P}^{+}_{jet} < 0.004$. Ils correspondent respectivement à une probabilité d'étiquetage des quarks légers d'environ 1%, 0.5% et 0.3%.

7.2.3.2 Efficacité d'étiquetage en fonction de la saveur

L'efficacité d'étiquetage en fonction de la saveur est déterminée sur la simulation en associant les jets reconstruits aux particules générées. La saveur d'un jet est notée α. Comme pour l'étiquetabilité, elle est paramétrée en fonction de l'impulsion transverse et de η :

$$\varepsilon^{\alpha}\left(p_T, \eta\right) = \frac{\text{nombre jets } (\alpha) \text{ étiquetés } (p_T, \eta)}{\text{nombre jets } (\alpha) \text{ étiquetables } (p_T, \eta)} \tag{7.3}$$

Dans les données réelles, l'efficacité d'étiquetage est beaucoup plus compliquée à déterminer. Les efficacités d'étiquetage en fonction de la saveur portent le nom de TRF exclusives, par opposition aux TRF inclusives qui seront décrites plus loin (voir section 7.3.2).

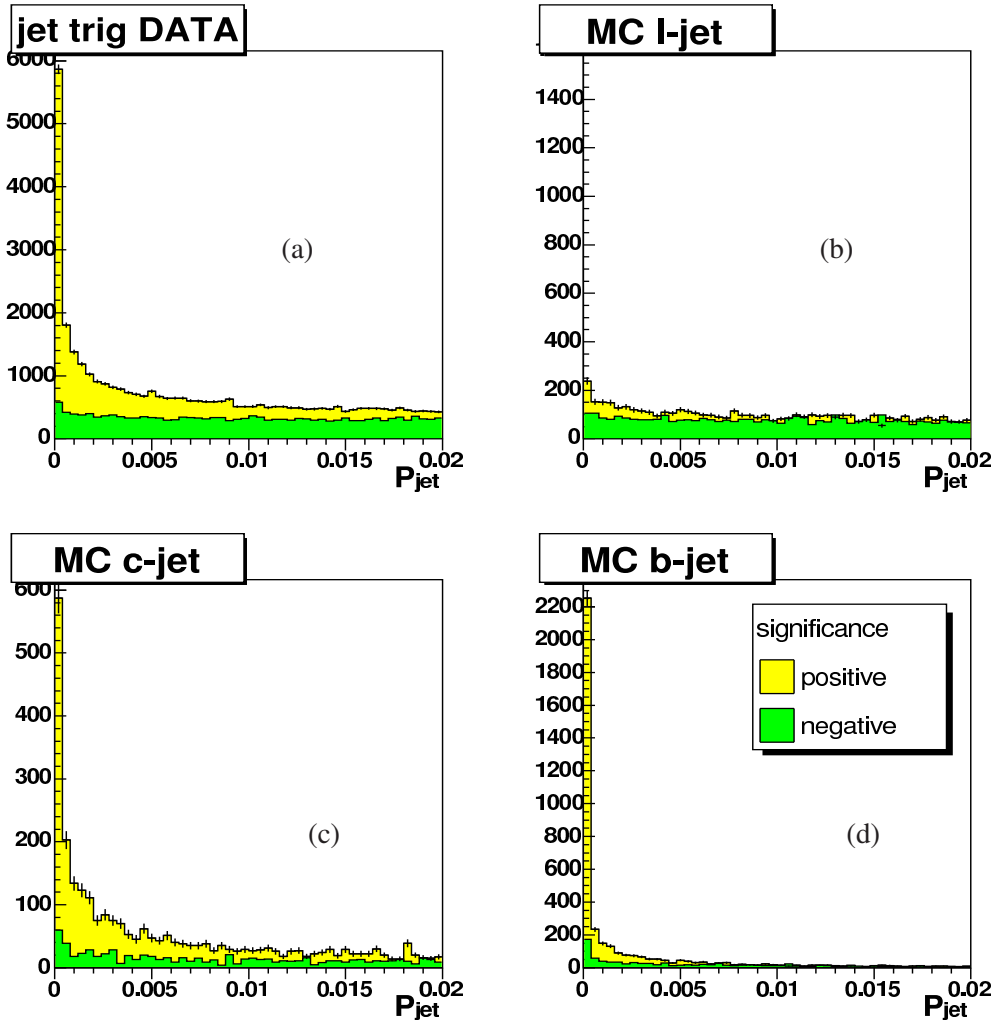


FIG. 7.5 : *Distributions de probabilité $\mathcal{P}_{jet}$ dans les données réelles jettrig (a) et dans les données simulées pour les jets venant de quarks légers (b), c (c) ou b (d) pour les IP positifs et négatifs.*

Efficacité d'étiquetage des jets de quark b

Plusieurs méthodes sont utilisées pour déterminer l'efficacité pour les jets de b :

- Méthode par ajustement du p_T^{rel} sur le lot *muon-in-jet* : un lot enrichi en saveur lourde, encore appelé *muon-in-jet* est obtenu en demandant la présence de muons dans les jets. L'impulsion transverse du muon par rapport à l'axe du jet p_T^{rel} dépend des processus de fragmentation. Les jets de b produisent des muons avec un p_T^{rel} plus élevé que les jets de c ou de quark léger. Un ajustement de la distribution de p_T^{rel} sur les données réelles permet de déterminer la fraction de b dans le lot. En appliquant cette procédure avant et après étiquetage par JLIP, il est possible d'en déduire l'efficacité d'étiquetage des b par JLIP. Cette méthode est illustrée sur la figure 7.6. Les distributions pour les quarks b et c sont obtenues sur des événements simulés $Z \to b\bar{b}$ et $Z \to c\bar{c}$ respectivement. Celle pour les quarks légers est obtenue sur les événements réels du lot *jettrig*. La proportion de jets de b approche 95% dans le lot *muon-in-jet* pour une coupure $\mathcal{P}_{jet}^{+} < 0.004$.

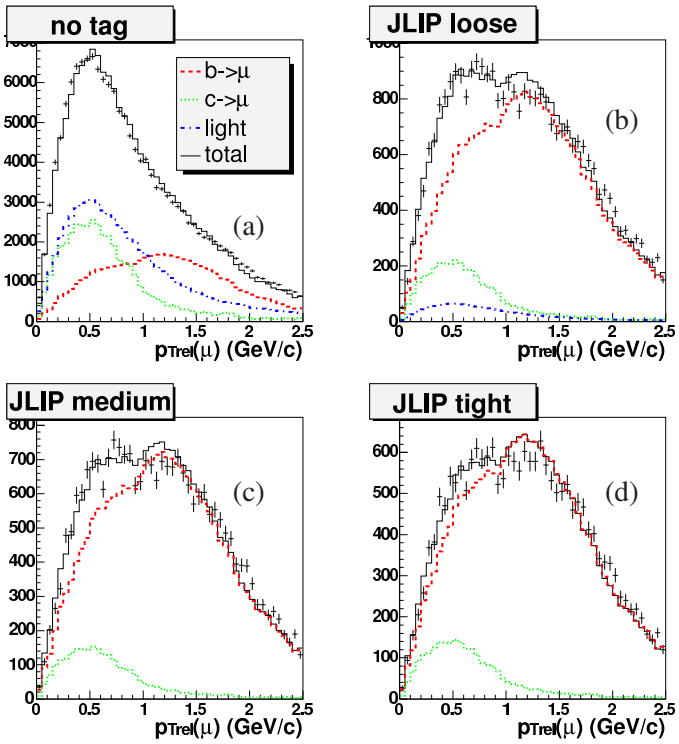


FIG. 7.6 : *Ajustement de la distribution en p_T^{rel} (qui est l'impulsion transverse du muon par rapport à l'axe du jet dans lequel il se trouve) dans le lot muon-in-jet avant étiquetage par JLIP (a), après application du critère loose (b), medium (c) et tight (d).*

- Méthode par ajustement du p_T^{rel} sur le lot *jet-opposé* : La méthode précédente présente l'inconvénient que les distributions en p_T^{rel} pour les jets de c et les jets légers sont très semblables. Ceci se traduit par une instabilité de l'ajustement lorsque la fraction de b est faible. Une solution pour enrichir le lot en b et donc permettre un ajustement plus stable est d'étiqueter le deuxième jet dans l'événement par JLIP. Nous appellerons le lot ainsi formé *jet-opposé* car ces événements correspondent typiquement à la production de saveur lourde sous forme de paire $b\bar{b}$, $c\bar{c}$ ou $q\bar{q}$ dans lesquelles les jets sont dos à dos. Cette deuxième méthode n'est pas sans défaut non plus car la statistique est limitée.

- Méthode *SystemD* : Cette méthode a fait l'objet d'une description détaillée [178]. Elle présente l'avantage de reposer essentiellement sur les données réelles. Quelques facteurs correctifs doivent néanmoins être calculés sur la simulation. Le principe de cette méthode est de résoudre un système de huit équations à huit inconnues. Parmi les inconnues se trouve l'efficacité d'étiqueter un jet de b. Plus précisément, il faut disposer de deux lots ayant des contenus en b différents. Les lots *muon-in-jet* et *jet-opposé* sont utilisés pour cela. Il faut également disposer de deux algorithmes d'étiquetage. L'algorithme JLIP et l'algorithme de recherche de muons de $p_T^{rel} > 0.7$ GeV/c dans les jets sont utilisés. Le système à résoudre est le suivant :

$$
\begin{aligned}
n &= n_b + n_{cl} \\
p &= p_b + p_{cl} \\
n^{\mu} &= \varepsilon_b^{\mu} n_b + \varepsilon_{cl}^{\mu} n_{cl} \\
p^{\mu} &= \varepsilon_b^{\mu} p_b + \varepsilon_{cl}^{\mu} p_{cl} \\
n^{JLIP} &= \varepsilon_b^{JLIP} n_b + \varepsilon_{cl}^{JLIP} n_{cl} \\
p^{JLIP} &= \beta \varepsilon_b^{JLIP} p_b + \alpha \varepsilon_{cl}^{JLIP} p_{cl} \\
n^{\mu,JLIP} &= \kappa_b \varepsilon_b^{\mu} \varepsilon_b^{JLIP} n_b + \kappa_{cl} \varepsilon_{cl}^{\mu} \varepsilon_{cl}^{JLIP} n_{cl} \\
p^{\mu,JLIP} &= \kappa_b \beta \varepsilon_b^{\mu} \varepsilon_b^{JLIP} p_b + \kappa_{cl} \alpha \varepsilon_{cl}^{\mu} \varepsilon_{cl}^{JLIP} p_{cl}
\end{aligned}
\tag{7.4}
$$

où n (p) est le nombre d'événements dans le lot *muon-in-jet* (*jet-opposé*), l'exposant indique la ou les méthodes d'étiquetage qui sont appliquées, et l'indice fait référence au type de quark : b ou cl (les quarks c et légers sont traités ensemble). En résumé, les quantités connues sont les nombres d'événements dans les membres de gauche de ce système, et tous les membres de droite sont des inconnues, mis à part les facteurs correctifs κ_b, κ_{cl}, β et α qui sont déterminés indépendamment sur la simulation. κ_b, κ_{cl} correspondent au facteur de corrélation entre les deux algorithmes. Ils sont déterminés grâce à la simulation et valent 1 à 4% près. β prend en compte la dépendance de l'efficacité d'étiquetage des jets de b suivant que l'événement est simplement ou doublement étiqueté. Des études sur la simulation donnent : $\beta = 1.02 \pm 0.02$, ce qui montre qu'il n'y a pas de corrélation entre simple et double étiquetage. α prend en compte les proportions différentes en quarks c et quarks légers dans les lots *muon-in-jet* et *jet-opposé*. Il est fixé à 1 et l'incertitude sur ε_b^{JLIP} est obtenue en le faisant varier dans l'intervalle $0.4 < \alpha < 1.6$.

La figure 7.7 montre les efficacités obtenues par les trois méthodes en fonction de l'impulsion transverse et de $|\eta|$. L'accord est raisonnable entre les trois méthodes même si quelques différences sont observées.

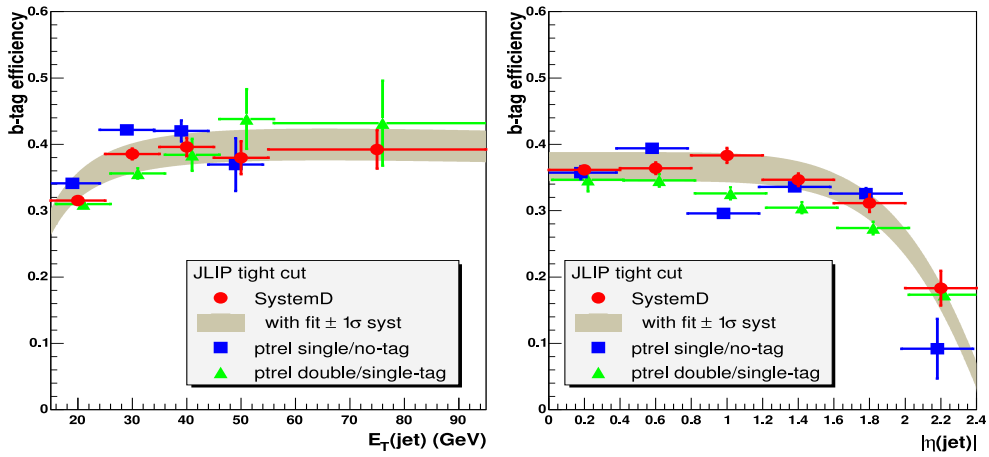


FIG. 7.7 : *Efficacité d'étiquetage des jets de b en fonction de p_T (à gauche) et de η (à droite) pour le point de fonctionnement tight et pour les trois méthodes décrites dans le texte (ptrel single/no-tag fait référence à la méthode par ajustement du p_T^{rel} sur le lot $muon - in - jet$ alors que ptrel double/single-tag fait référence à celle sur le lot jet-opposé). La bande grisée représente les incertitudes systématiques.*

Les efficacités d'étiquetage de jets de b sont différentes dans les données réelles et simulées. Ceci n'est pas surprenant car l'efficacité de reconstruction des traces est différente. Il faut pour cette raison appliquer un facteur correctif sur la simulation, qui est, lui aussi, paramétré en fonction de l'impulsion transverse et de η :

$$SF_{b\to\mu}\left(p_T,\eta\right) = \frac{\varepsilon_{b\to\mu}^{réelles}\left(p_T,\eta\right)}{\varepsilon_{b\to\mu}^{simu.}\left(p_T,\eta\right)} \tag{7.5}$$

Les efficacités d'étiquetage sur les données réelles ont été déterminées pour des jets avec désintégration semi-leptonique. Pour remonter à l'efficacité d'étiquetage pour des jets de b quelconques, il est supposé que $SF_b = SF_{b\to\mu}$. Ainsi, l'efficacité d'étiquetage finale est donnée par :

$$\varepsilon_b\left(p_T,\eta\right) = \varepsilon_b^{MC}\cdot SF_b\left(p_T,\eta\right) \tag{7.6}$$

Efficacité d'étiquetage des jets de quark c

Pour les jets de quark c, il n'est pas possible, du fait de la trop grande similitude avec la distribution en p_T^{rel} des quarks légers, d'estimer l'efficacité d'étiquetage sur les données réelles. Il n'est donc pas possible, pour l'instant, de déterminer le facteur correctif SF_c. L'efficacité pour les jets de c est obtenue en supposant que $SF_b = SF_c$:

$$\varepsilon_c\left(p_T,\eta\right) = \varepsilon_c^{MC}\cdot SF_b\left(p_T,\eta\right) \tag{7.7}$$

Efficacité d'étiquetage des jets de quarks légers et de gluons

L'efficacité d'étiquetage des jets de quarks légers (ou encore efficacité de mauvaise identification) est notée ε_l. Elle est estimée indépendamment sur deux lots : le lot *jettrig* et un lot sélectionné en demandant un électron *loose* (voir chapitre 4). La partie positive de la distribution de $\mathcal{S}_{\mathcal{IP}}$ paraît difficilement exploitable car elle souffre d'une contamination trop grande. La partie négative de la distribution est par conséquent utilisée. L'efficacité déterminée est la suivante :

$$\varepsilon^{réelles}\left(p_T,\eta\right) = \frac{\text{nombre de jets étiquetés négativement}\left(p_T,\eta\right)}{\text{nombre de jets étiquetables}\left(p_T,\eta\right)} \tag{7.8}$$

Cette efficacité n'est pas exactement celle pour les quarks légers pour deux raisons. La première est que des saveurs lourdes peuvent contaminer la partie négative de la distribution de $\mathcal{S}_{\mathcal{IP}}$ et que leur distribution en $\mathcal{S}_{IP}$ pour $\mathcal{S}_{IP} < 0$ est plus large que celle des jets de saveurs légères. La deuxième est que la partie négative présente un déficit de particules à grande durée de vie par rapport à la moyenne des jets de quarks légers. Pour corriger de ces deux effets, deux facteurs correctifs, notés respectivement SF_{hf} et SF_{ll}, doivent donc être appliqués. Le premier est inférieur à 1 alors que le deuxième est supérieur à 1. Ces facteurs, qui dépendent de l'impulsion transverse (voir figure 7.8) et de η, sont déterminés sur des événements simulés QCD et W+jets légers. L'efficacité pour les quarks légers est finalement donnée par :

$$\varepsilon_l\left(p_T,\eta\right) = \varepsilon^{réelles}\left(p_T,\eta\right)\cdot SF_{hf}\cdot SF_{ll} \tag{7.9}$$

La correction globale $SF_{hf}\cdot SF_{ll}$ vaut environ 0.91. Nous noterons le très bon accord entre l'efficacité déterminée sur le lot *jettrig* et celle déterminée sur le lot avec un électron *loose*.

7.2.3.3 Performances

La figure 7.9 montre l'efficacité pour des jets de b en fonction de l'efficacité pour des jets de quarks légers en fonction de la coupure appliquée sur $\mathcal{P}_{jet}^{+}$ dans le cas où l'impulsion transverse est entre 35 GeV/c et 55 GeV/c et $|\eta|$ est inférieur à 1.2.

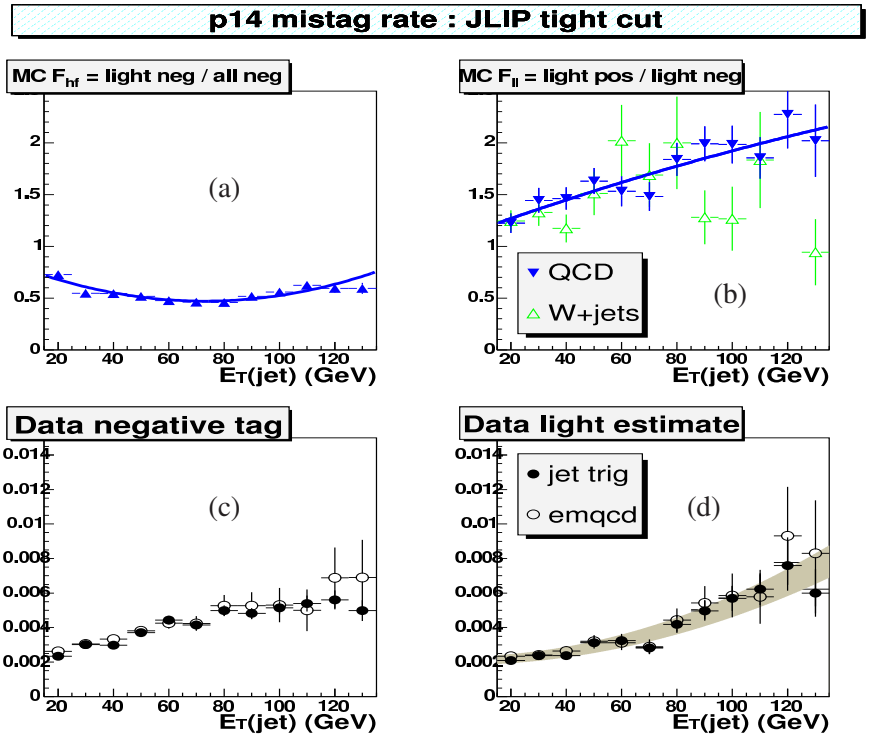


FIG. 7.8 : *Dépendance en impulsion transverse des facteurs correctifs SF_{hf} (a) et SF_{ll} (b) déterminés sur des lots d'événements simulés QCD et W+jets légers et des efficacités $\varepsilon^{réelles}$ (c) et ε_l (d).*

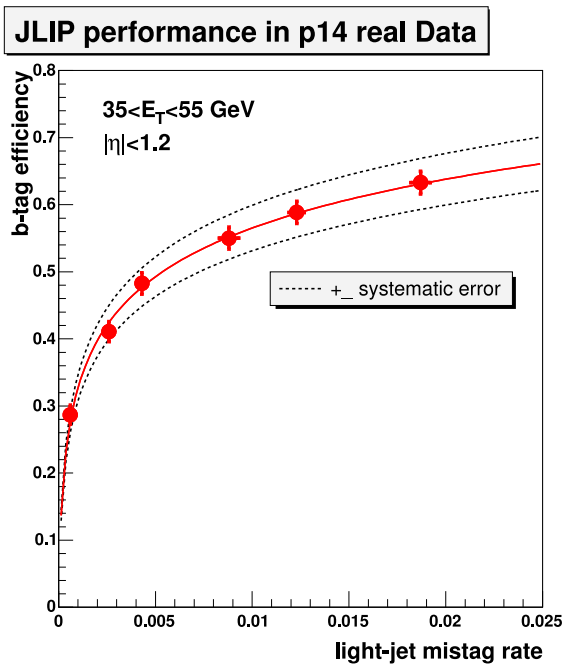


FIG. 7.9 : *Efficacité d'étiquetage pour des jets de b en fonction de l'efficacité pour des jets légers dans la région centrale ($|\eta| < 1.2$) et pour des impulsions transverses de $35 < p_T < 55$ GeV/c. En partant de la gauche, les 2eme, 3eme et 4eme points correspondent respectivement aux coupures tight, medium et loose.*

7.3 Méthodes d'estimation du taux d'événements

7.3.1 Méthode basée sur la simulation

Cette méthode utilise principalement la simulation, mais également des informations extraites des données réelles. Pour chaque contribution (signal ou bruit de fond) au lot final, le nombre d'événements après étiquetage est donné par la formule suivante :

$$N_{presel} = \frac{\mathcal{L}\sigma Br}{N_{lot\ initial}} \sum_{evt\ presel} P^{\text{décl}} \cdot SF \cdot P^{tag} \tag{7.10}$$

où la différence avec la formule 6.7 vient du terme supplémentaire P^{tag} qui correspond au poids d'étiquetage. Cette méthode est évidemment la seule possible pour estimer les contributions du signal et des bruits de fond de faible section efficace ($t\bar{t}$ et VV).

7.3.1.1 SLT

Pour l'analyse SLT, nous appliquons les coupures présentées dans la section 7.1 directement sur la simulation. En effet, nous ne sommes pas sensibles à la différence entre les données réelles et les données simulées au niveau de la reconstruction des traces car nous ne demandons pas de trace associée. Par ailleurs, les performances de la reconstruction des muons sont les mêmes dans les données réelles et simulées (voir section 4.3.1). De plus, `Pythia` utilise les rapports d'embranchements mesurés expérimentalement pour réaliser la désintégration des mésons lourds en leptons. Ainsi :

- $P^{tag}_{SLT} = 1$ lorsque l'événement est étiqueté
- $P^{tag}_{SLT} = 0$ lorsque l'événement n'est pas étiqueté

7.3.1.2 JLIP

Pour JLIP, P^{tag} est obtenu en appliquant la probabilité d'étiquetabilité (voir section 7.2.2) et les TRF exclusives (voir formules 7.6, 7.7 et 7.9) sur les jets des événements passant les coupures de présélection. La probabilité qu'un événement ait au moins un jet étiqueté est donnée par :

$$P^{tag}_{JLIP} = 1 - \prod_i \left[1 - \varepsilon^{étiquetable}\left(p_T, \eta\right) \cdot \varepsilon^i_s\left(p_T, \eta\right)\right] \tag{7.11}$$

où s est la saveur et où le produit est effectué sur les jets. La probabilité qu'il y ait au moins deux jets étiquetés est obtenue en soustrayant la probabilité qu'il y ait exactement un jet étiqueté :

$$\begin{aligned} P^{tag}_{JLIP} &= 1 - \textstyle\prod_i \left[1 - \varepsilon^{étiquetable}\left(p_T, \eta\right) \cdot \varepsilon^i_s\left(p_T, \eta\right)\right] \\ &\quad - \textstyle\sum_i \varepsilon^{étiquetable}\left(p_T, \eta\right) \cdot \varepsilon^i_s\left(p_T, \eta\right) \prod_{j \neq i} \left[1 - \varepsilon^{étiquetable}\left(p_T, \eta\right) \cdot \varepsilon^j_s\left(p_T, \eta\right)\right] \end{aligned} \tag{7.12}$$

7.3.2 Méthode d'estimation du fond W+jets grâce aux TRF inclusives

Pour le fond W+jets, une méthode complètement indépendante basée uniquement sur les données réelles a également été utilisée[2]. Plutôt que d'utiliser un seul lot pour modéliser à la fois la cinématique et

[2]Cette méthode était la seule utilisée pour l'analyse que nous avons effectuée durant le printemps et l'été 2004. Elle a été élaborée au Run I où elle était utilisée pour la mesure de la section efficace de production de paire $t\bar{t}$ ainsi que pour la recherche du *single top*

le contenu en saveur du fond W+jets (comme c'est le cas avec la simulation), deux lots sont construits : l'un reproduisant la cinématique et l'autre reproduisant le contenu en saveur. Les efficacités d'étiquetage déterminées dans le deuxième peuvent ainsi être appliquées dans le premier pour obtenir le nombre d'événements W+jets étiqueté. Les étapes sont donc les suivantes :

1. Construction d'un lot de référence W+jets pour la modélisation de la cinématique : un lot enrichi en événements W+jets est construit en appliquant toutes les coupures de présélection et en demandant qu'il n'y ait aucun jet étiqueté. Cette dernière condition a pour but de réduire le nombre d'événements $t\bar{t}$. Ce lot est normalisé grâce à la méthode de la matrice.
2. Construction d'un lot à contenu en saveur proche de celui des événements W+jets : chaque algorithme d'étiquetage est appliqué sur le lot, ce qui permet de déterminer une efficacité d'étiquetage par jet inclusive en saveur (TRF inclusive). Un lot différent est utilisé pour chaque algorithme d'étiquetage (voir sections 7.3.2.1 et 7.3.2.2).

L'appellation "lot de référence W+jets" est en fait un peu abusive car, puisque ce lot de référence est normalisé au nombre N^{presel}_{vrai-e} donné par la méthode de la matrice, les processus $t\bar{t}$, VV, Z/Drell-Yann, etc... sont également inclus (rappelons qu'ils représentent environ 4% du bruit de fond total après présélection, voir table 6.6). De plus, ce lot contient un nombre relativement important d'événements QCD (environ 12% d'après la table 6.8). Cependant, ces événements ont une cinématique proche de celle des événements W+jets et l'effet ne doit pas être grand. Pour le vérifier nous avons comparé les résultats de la méthode que nous venons de décrire avec une méthode "intermédiaire" qui consiste à appliquer les TRF inclusives sur les processus simulés W+jets. Nous avons trouvé des différences de l'ordre de 5% pour JLIP et SLT. Ceci est nettement plus petit que l'incertitude que nous attribuons aux TRF inclusives (voir section 7.3.2.2) et nous négligeons donc cet effet.

Il est à noter que le principe même des TRF inclusives assume implicitement que l'efficacité d'étiquetage d'un jet dans un échantillon donné ne dépend que de variables propres au jet et pas de variables globales de l'événement. Or il est vraisemblable que le contenu en saveurs lourdes évolue avec de telles variables d'une façon qui n'est pas nécessairement prise en compte par les caractéristiques "locales" du jet. Cependant, l'incertitude qu'elle entraîne est certainement négligeable devant l'incertitude liée aux TRF (voir sections 7.3.2.1 et 7.3.2.2).

Pour la modélisation du contenu en saveurs lourdes, nous utilisons des lots QCD multijets. En effet, le processus à l'origine des saveurs lourdes est essentiellement le même que pour le fond W+jets : la création de paire par un gluon [179].

7.3.2.1 TRF inclusive pour SLT

Pour modéliser le contenu en saveur des W+jets pour SLT, nous utilisons un lot QCD multijet, appelé *ALLJETS*, ayant au moins quatre jets au niveau 3 de déclenchement d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV/c et dont la somme des impulsions transverses est supérieure à 100 GeV/c (ceci correspond au critère de déclenchement nommé 4JT10). L'efficacité d'étiquetage est paramétrée en fonction de l'impulsion transverse, de η^{det} et de φ (voir figure 7.10).

L'impulsion transverse d'un muon est d'autant plus grande que l'impulsion transverse du jet qui le produit est grande. Du fait du seuil en impulsion transverse ($p_T > 4$ GeV/c), l'efficacité d'étiquetage augmente donc en fonction de l'impulsion transverse du jet. La remontée de l'efficacité d'étiquetage en fonction de $|\eta^{det}|$ entre $|\eta^{det}|$ égal à 0.5 et $|\eta^{det}|$ égal à 1 est vraisemblablement due au fait que les muons à $|\eta^{det}|$ égal à 1 ont une impulsion transverse sensiblement égale à celle des muons à $|\eta^{det}|$ égal à 0.5 et donc une énergie plus grande. Ils ont par conséquent plus de chance de traverser le toroïde en

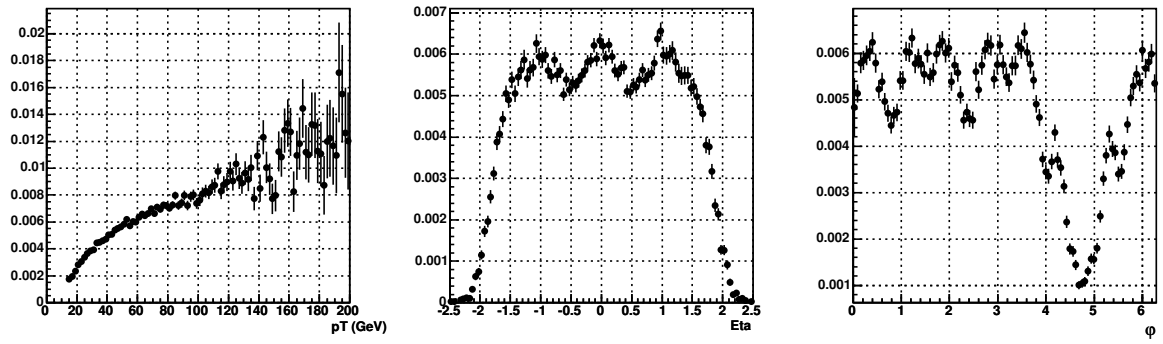


FIG. 7.10 : *Efficacité d'étiqueter un jet par SLT sur le lot ALLJETS en fonction de l'impulsion transverse (à gauche), de η^{det} (au milieu) et de φ (à droite).*

fer (l'épaisseur apparente du toroïde n'augmente pas suffisament lorsque η^{det} passe de 0.5 à 1 pour compenser l'augmentation en énergie). La dépendance en φ montre clairement les bords des modules du détecteur de muons.

Une TRF inclusive à trois dimensions est obtenue en combinant les trois efficacités à une dimension (les histogrammes sont utilisés directement à cet effet car les incertitudes statistiques dans chaque intervalle sont faibles). Afin de valider cette hypothèse de factorisation, la paramétrisation à trois dimensions est appliquée sur le lot qui a servi à la déterminer, c'est-à-dire le lot *ALLJETS* et le résultat est comparé à celui obtenu en appliquant l'étiquetage directement. L'observation et la prédiction sont en bon accord pour les trois variables (voir figure 7.11). Il est à noter que des paramétrisations à deux dimensions (en fonction de l'impulsion transverse et de φ) dans différents intervalles en η^{det} ont également été utilisées. Les prédictions ainsi obtenues sont très proches de celles obtenues avec la paramétrisation à trois dimensions (à mieux de 1%).

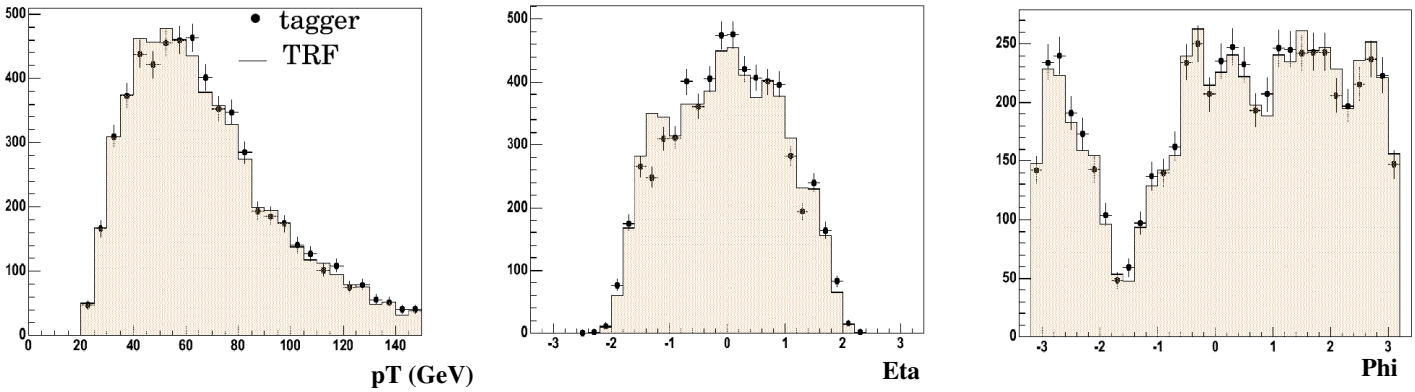


FIG. 7.11 : *Comparaison entre la prédiction obtenue grâce à la TRF inclusive et l'observation pour l'impulsion transverse (à gauche), η^{det} (au milieu) et φ (à droite) .*

Pour les analyses réalisées durant l'hiver et le printemps 2004, les mêmes comparaisons ont été effectuées sur un lot enrichi en événements W+jets ainsi que sur un lot Z+jets, dont le contenu en saveur est supposé très proche de celui des processus W+jets (le processus à l'origine des saveurs lourdes est aussi la création de paire par un gluon). Le lot W+jets est obtenu en appliquant toutes les coupures de présélection avec en plus une coupure plus forte sur $\mathcal{L}^{EM}$ (afin de réduire le bruit de fond QCD) et une

coupure topologique visant à rejeter les événements $t\bar{t}$: $p_T^{jet\,1} + p_T^{jet\,2} + p_T^{ele} + \not{E}_T < 200$ GeV/c (la proportion de la somme $t\bar{t}$ plus *single top* dans ce lot est estimée à moins de 1%). Les résultats obtenus sont reportés dans la table 7.2. Les efficacités observées sont entachées d'une grande incertitude mais semblent malgré tout être raisonnablement en accord avec la prédiction pour les lots W+jets. Pour le lot $Z + jets$, nous constatons un désaccord de plus de 1 σ. Ceci constitue peut être une première indication que les TRF sous-estiment l'efficacité réelle. Des comparaisons avec plus de statistique sont cependant nécessaires avant de pouvoir en tirer une conclusion définitive.

	Prédiction	Observation
W+2jets	$(0.89 \pm 0.02)\%$	$(0.7 \pm 0.2)\%$
W+$\geq$ 3jets	$(1.37 \pm 0.07)\%$	$(2.0 \pm 0.8)\%$
W+$\geq$ 2jets	$(1.01 \pm 0.02)\%$	$(1.0 \pm 0.3)\%$
Z+$\geq$2jets	$(0.93 \pm 0.05)\%$	$(2.0 \pm 0.8)\%$

TAB. 7.2 : *Efficacités d'étiquetage par l'algorithme SLT obtenues à partir d'un lot de contrôle W+jets et d'un lot $Z + jets$ en appliquant la TRF inclusive et l'algorithme directement.*

7.3.2.2 TRF inclusive pour JLIP

Le lot QCD utilisé pour modéliser le contenu en saveur des W+jets dans l'analyse JLIP, appelé *3JetLoose*, est constitué des événements ayant au moins trois tours de déclenchement de niveau 1 d'impulsion transverse plus grande que 5 GeV/c, une énergie transverse manquante liée aux jets au niveau 2 supérieure à 20 GeV/c et une énergie transverse (définie comme la somme des impulsions transverse des jets au niveau 3 de déclenchement) supérieure à 30 GeV/c. La multiplicité de jets dans le lot *3JetLoose* est par conséquent plus faible que dans le lot *ALLJETS*.

Contrairement au cas du SLT, il n'est pas nécessaire de paramétrer l'efficacité en fonction de φ car le détecteur de trace est symétrique en φ, contrairement au détecteur de muons. L'efficacité en fonction de l'impulsion transverse et de η^{det} est montrée sur la figure 7.12. Comme pour l'algorithme SLT, la TRF inclusive est obtenue en faisant le produit des efficacités individuelles dépendantes de l'impulsion transverse et de η^{det}. L'application de la TRF inclusive à deux dimensions sur le lot utilisé pour déterminer les efficacités individuelles permet de valider la procédure (voir figure 7.13). Les distributions de l'impulsion transverse et de η^{det} prédites et observées sont en bon accord. La multiplicité des jets prédite par l'application des TRF inclusives a par contre tendance à être moins grande que celle observée. Les différences étant inférieures à 5%, nous n'appliquons aucun facteur correctif.

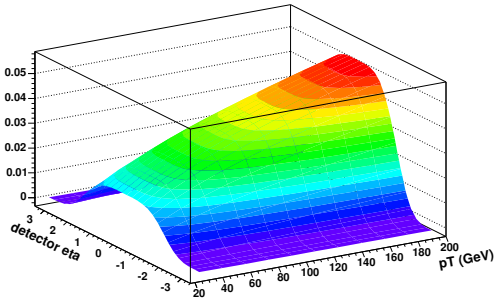


FIG. 7.12 : *TRF inclusive pour le point de fonctionnement tight de l'algorithme JLIP. Elle est déterminée sur le lot QCD 3JetLoose.*

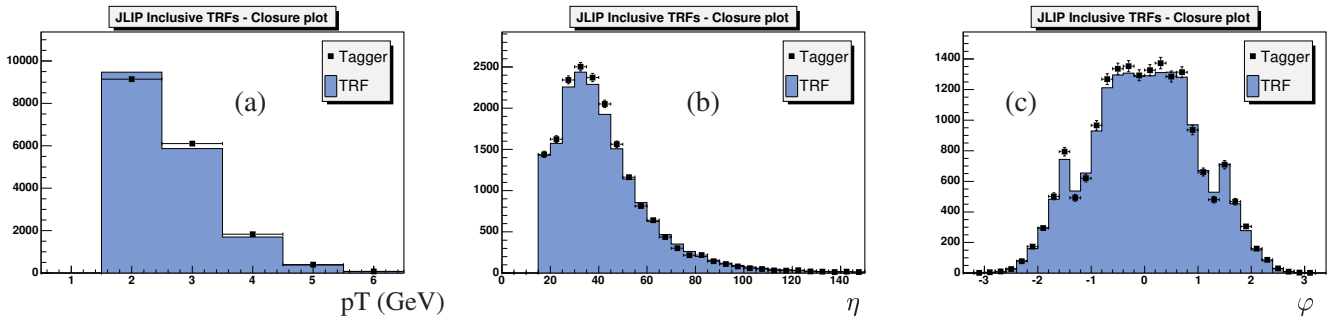


FIG. 7.13 : *Comparaison entre la prédiction obtenue grâce à la TRF inclusive et l'observation pour la multiplicité de jets (a), l'impulsion transverse (b) et η^{det} (c) .*

Comme pour l'analyse SLT, un lot d'événements Z+jets, dont le contenu en saveur est supposé très proche de celui du fond W+jets, a été utilisé pour valider les TRF inclusives. Les événements Z+jets ont été sélectionnés en demandant que les deux électrons aient $\mathcal{L}^{EM} > 0.85$ et une masse invariante dans une fenêtre de 20 GeV/c^2 autour de la masse du Z. La figure 7.14 montre la comparaison entre observation et prédiction pour la multiplicité de jets et les impulsions transverses des trois premiers jets. Les pseudo-rapidités des jets sont montrées sur la figure 7.15. Un bon accord est obtenu compte tenu des incertitudes.

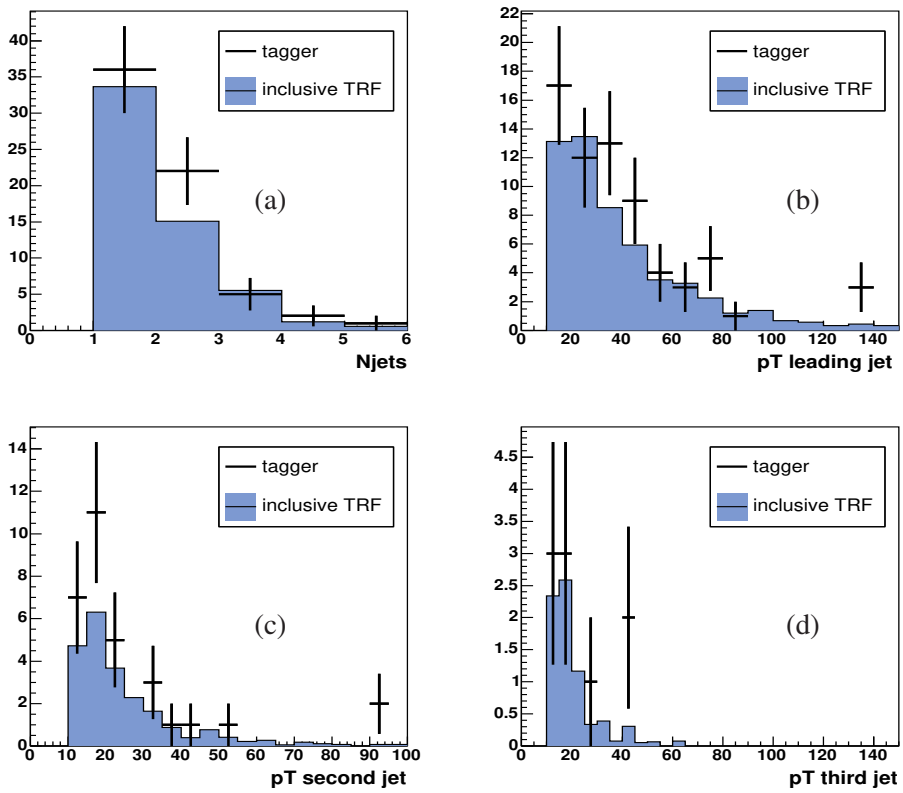


FIG. 7.14 : *Comparaison entre la prédiction obtenue grâce à la TRF inclusive et l'observation sur des événements Z+jets pour la multiplicité de jets (a), l'impulsion transverse des trois premiers jet (b-c-d).*

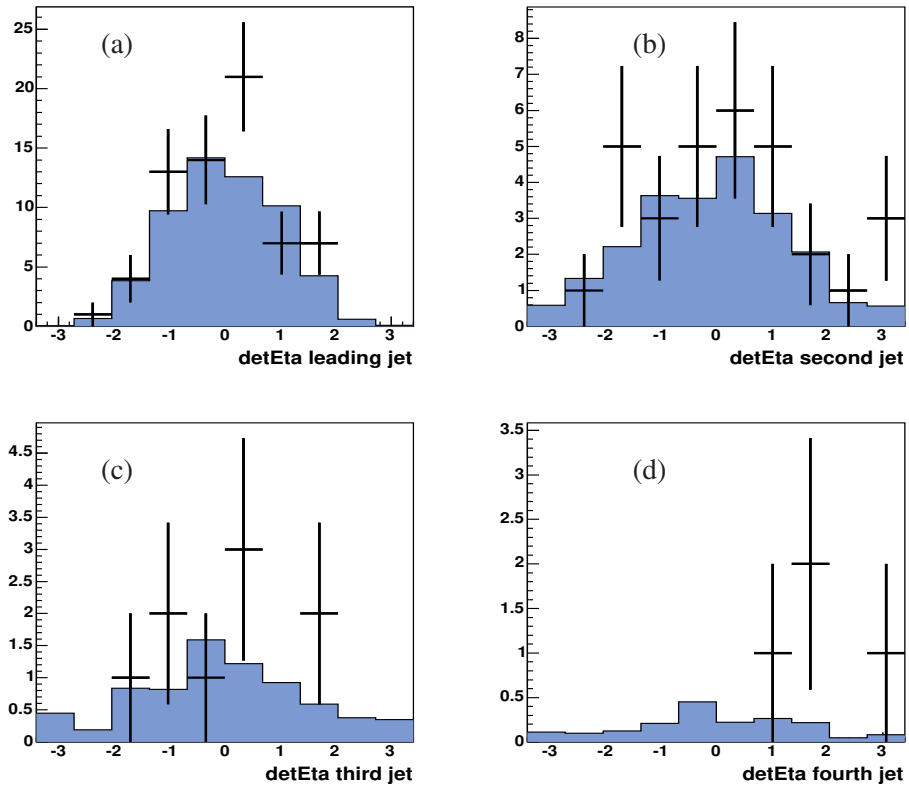


FIG. 7.15 : *Comparaison entre la prédiction obtenue grâce à la TRF inclusive et l'observation sur des événements Z+jets pour la pseudo-rapidité des quatre jets.*

Lorsque la TRF inclusive est appliquée sur le lot *ALLJETS*, la prédiction est inférieure d'environ 20% à l'observation. Le choix du lot *3JetLoose* par rapport au lot *ALLJETS* comme lot de référence pour la saveur n'étant pas plus justifié, on choisit la différence entre les deux comme incertitude systématique, ceci aussi bien pour JLIP que pour SLT.

7.3.3 Méthode d'estimation du fond QCD

Deux méthodes sont disponibles pour estimer le fond QCD dans le lot étiqueté. La première consiste à appliquer la méthode de la matrice directement dans ce lot[3]. La deuxième consiste à construire un lot de référence modélisant aussi bien la cinématique que le contenu en saveur au niveau présélection, à le normaliser au nombre N_{QCD}^{presel} obtenu grâce à la méthode de la matrice et à appliquer l'algorithme d'étiquetage directement dans ce lot.

Le lot de référence QCD est obtenu en appliquant toutes les coupures de présélection *loose*, sauf pour l'électron pour lequel une trace associée n'est pas forcément demandée. Pour les événements dans lesquels l'électron a une trace associée, nous appliquons la coupure suivante : $\mathcal{L}^{EM} < 0.05$. Un lot tel que celui-ci doit, dans une bonne approximation, avoir le même contenu en saveur que le fond QCD car la proportion de quarks b, c ou q ne dépend pas, du moins au premier ordre, du caractère plus ou moins électromagnétique du jet. Les figures 7.16, 7.17 et 7.18 montrent comment les distributions dans

[3]ceci est impossible pour le fond W+jets car la méthode de la matrice fournit le nombre d'événements $vrai - e$ dans lequel la contribution du signal n'est plus négligeable

le lot de référence se comparent à celles obtenues par la méthode de la matrice dans le lot présélectionné. L'accord est très bon, ce qui nous permet d'utiliser ce lot pour l'estimation du fond QCD.

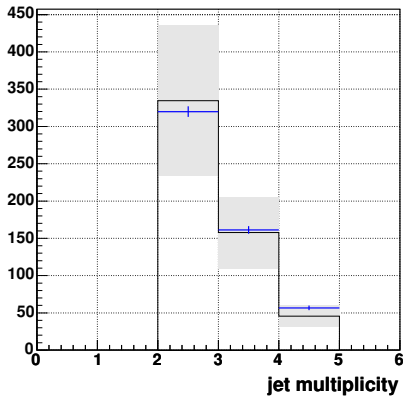


FIG. 7.16 : *Distribution de la multiplicité de jets pour des événements QCD prédits par la méthode de la matrice (histogramme) et observés dans le lot de référence (points). Les bandes grises représentent les incertitudes données par la méthode de la matrice.*

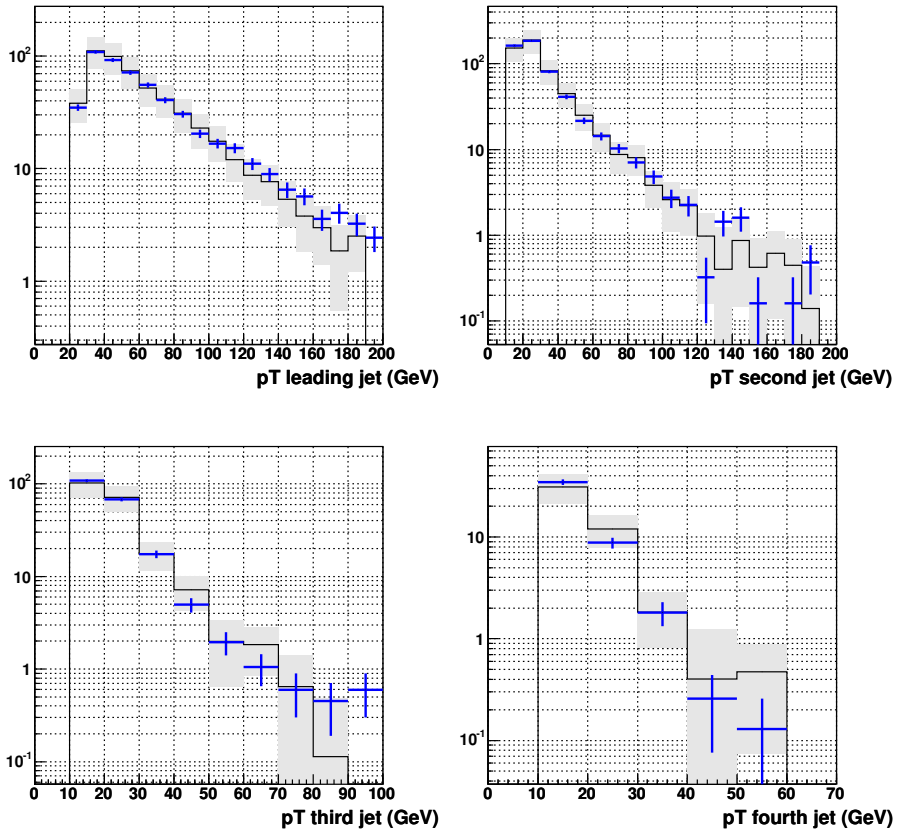


FIG. 7.17 : *Distributions des impulsions transverses des quatre jets pour des événements QCD prédits par la méthode de la matrice (histogramme) et observés dans le lot de référence (points). Les bandes grises représentent les incertitudes données par la méthode de la matrice.*

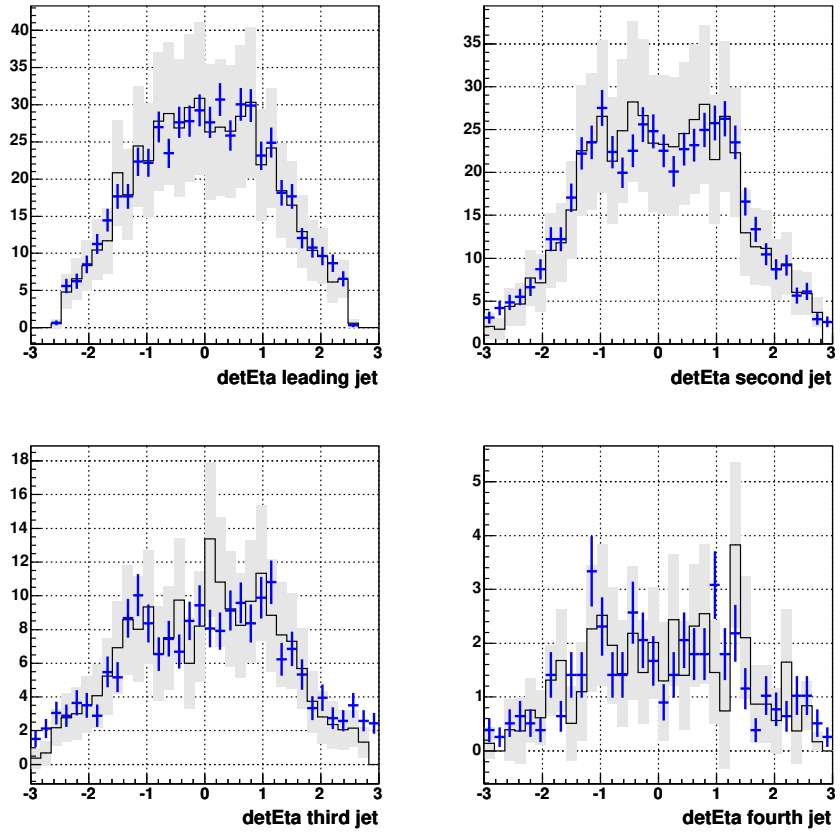


FIG. 7.18 : *Distributions des η^{det} des quatre jets pour des événements QCD prédits par la méthode de la matrice (histogramme) et observés dans le lot de référence (points). Les bandes grises représentent les incertitudes données par la méthode de la matrice*

Les nombres obtenus par les deux méthodes pour les événements ayant au moins un jet étiqueté sont en bon accord (voir table 7.3). Dans la suite, seuls les chiffres obtenus à partir du lot de référence sont donnés car ils sont entachés d'une incertitude plus petite.

	≥ 1 jet étiqueté par JLIP	≥ 1 jet étiqueté par SLT
Méthode de la matrice	13.00 ± 4.89	6.69 ± 3.00
Lot de référence	14.51 ± 3.90	9.33 ± 2.56

TAB. 7.3 : *Comparaison entre les nombres d'événements QCD obtenus par deux méthodes différentes après étiquetage par JLIP et SLT. La première méthode consiste à appliquer la méthode de la matrice directement dans le lot étiqueté, la deuxième à utiliser un lot de référence normalisé grâce à la méthode de la matrice dans le lot présélectionné. Les incertitudes incluent l'incertitude liée à la méthode de la matrice (voir appendice A) et l'incertitude statistique.*

7.4 Incertitudes systématiques

Les principales incertitudes systématiques prises en compte lors du calcul de limite sont données dans cette partie.

7.4.1 Incertitudes sur l'estimation des fonds simulés et sur l'acceptance du signal

Les incertitudes relatives suivantes sont assignées sur les acceptances des différents processus simulés pour les recherches en voies s, t et s et t combinées :

- Luminosité intégrée [180] : $\pm 6.5\%$
- Sections efficaces théoriques [181] :
  - $t\bar{t}$: $\pm 18\%$
  - WW : $\pm 2.2\%$
  - WZ : $\pm 8.9\%$
  - Z/Drell-Yann : $\pm 15\%$
  - Voie s : $\pm 16\%$
  - Voie t : $\pm 15\%$

  Ces incertitudes prennent en compte les incertitudes liées aux échelles de renormalisation et factorisation, aux PDF, à α_s et à la masse du top.
- Rapport d'embranchement $W \to l\nu$ [37] : $\pm 2\%$
- Identification du vertex primaire (voir section 6.3.1) : $\pm 1.6\%$
- Identification de l'électron : $\pm 3.8\%$
- Identification du muon pour l'analyse SLT [172] : $\pm 2.1\%$
- Production d'un muon dans un jet pour l'analyse SLT : $\pm 2.6\%$. C'est l'incertitude sur le rapport d'embranchement $b \to \mu$ [37].
- Veto sur les événements étiquetés par SLT pour l'analyse JLIP : $\pm 3.3\%$. Ce chiffre est simplement la somme en quadrature des incertitudes sur l'identification et sur la production d'un muon dans un jet.
- Fragmentation des jets : $\pm 5\%$ pour tous les processus simulés sauf le $t\bar{t} \to l + jets$ pour lequel nous prenons $\pm 7\%$. Ces valeurs sont issues des analyses sur le quark top au Run I et ont été obtenues en comparant les acceptances calculées avec deux modèles de fragmentation différents (ceux de `Herwig` et `Pythia`) (voir section 1.2.4).
- Identification des jets : $\pm 4\%$. Cette incertitude comprend à la fois l'incertitude liée au changement de couverture en $|\eta^{det}|$ au niveau 1 de déclenchement (voir section 6.3.1) et l'incertitude sur l'identification des jets à proprement parler (obtenue en changeant les paramètres utilisés pour dégrader artificiellement l'efficacité d'identification et reconstruction dans la simulation de $\pm 1\ \sigma$, voir section 4.6.4). Le deuxième effet est dominant, il contribue pour environ 3.8% alors que le premier contribue pour environ 1.4%.
- Résolution en énergie des jets : $\pm 2\%$. La même valeur est utilisée pour tous les processus simulés. Elle correspond à la valeur maximale obtenue lorsque les paramètres utilisés pour dégrader la résolution dans la simulation (voir 4.6.3) sont changés de $\pm 1\sigma$.
- Rapport $Wb\bar{b}/WJJ$ dans le lot présélectionné : $\pm 25\%$. Cette incertitude est issue des études effectuées pour la mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ avec étiquetage des jets de b [182]. Les sources d'incertitudes prises en compte sont les incertitudes sur la procédure d'association entre jets reconstruits et particules générées, sur les PDF, sur l'échelle de factorisation, sur la masse des quarks et sur les sections efficaces.
- Rapport $Wc\bar{c}/WJJ$ dans le lot présélectionné. Comme il a été dit en 6.2.1, un poid égal à 1.2 est appliqué aux processus $Wc\bar{c}$ à l'intérieur du lot WJJ. Ce facteur vient des analyses portant

sur la mesure de la section efficace de production de paire $t\bar{t}$. Afin de quantifier l'effet de ce poids nous avons effectué l'analyse avec un poids égal à 1. Les différences en terme de nombre d'événements W+jets sont inférieures à 2% lorsqu'un seul jet est étiqueté et sont de l'ordre de 4% lorsque deux jets sont étiquetés. Ces incertitudes sont négligées car elles sont bien plus petites que celles associées à l'étiquetage.

Pour les incertitudes sur le déclenchement, l'échelle en énergie des jets et les TRF exclusives, qui sont les incertitudes dominantes, nous n'utilisons pas de chiffre constant mais les déterminons pour chaque processus et pour chaque type de recherche (voie s, voie t et recherche combinée). Elles sont obtenues en changeant les valeurs moyennes de $\pm 1\sigma$. Pour être conservatif, seule la plus grande des deux incertitudes est gardée. Les valeurs de ces incertitudes seront données dans la suite lors de la présentation des résultats finals.

Pour le déclenchement, les incertitudes sur les paramétrisations des efficacités pour chaque objet aux niveaux 1, 2 et 3 sont obtenues en propageant les incertitudes sur chaque paramètre rentrant dans l'ajustement en supposant qu'ils sont décorrélés. L'incertitude sur l'efficacité de déclenchement totale est donnée par la somme quadratique des incertitudes sur chaque objet à chaque niveau. Elle est de l'ordre de 5%.

Pour l'incertitude associée à l'échelle en énergie des jets, nous définissons une déviation standard de la façon suivante :

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{data}^2 + \sigma_{MC}^2} \tag{7.13}$$

où σ_{data} et σ_{MC} sont respectivement les incertitudes dans les données réelles (voir figure 4.12) et simulées. La somme quadratique des incertitudes est effectuée pour tenir compte des différences entre données réelles et simulées. L'incertitude sur l'acceptance varie beaucoup d'un processus à l'autre. Pour le *single top*, elle est de l'ordre de 7%.

Les incertitudes associées à l'étiquetage des jets de b font l'objet d'une description détaillée dans [175]. L'incertitude totale est obtenue en additionant en quadrature l'incertitude obtenue lorsque la fonction d'étiquetabilité est variée de $\pm 1\sigma$ et l'incertitude obtenue lorsque les TRF exclusives sont variées de $\pm 1\sigma$. L'incertitude sur les TRF exclusives dans les données réelles est déterminée à partir des incertitudes associées au *SystemD*. Pour les jets de quark c, l'incertitude systématique principale est celle liée à l'hypothèse $SF_b = SF_c$. Des études réalisées avec une version ancienne du programme de reconstruction ont montré que des différences dans la fragmentation de ces deux types de jets peuvent conduire à $SF_c/SF_b \approx 0.84$ [183]. La reconstruction des traces a été grandement améliorée dans la version de reconstruction utilisée dans cette thèse et ce facteur est sans doute plus proche de 1. Cependant, nous gardons conservativement le chiffre 0.84. Ainsi, l'incertitude systématique est obtenue en prenant $SF_c = 0.84 \times SF_b$, c'est-à-dire en réduisant l'efficacité pour les jets de c de 16%. Pour les jets de quarks légers, une incertitude de $\pm 3\%$ est assignée du fait des différences d'efficacité d'étiquetage négative dans deux lots de données réelles différents. L'incertitude sur SF_{hf} est déterminée sur des événements simulés en faisant varier les fractions de jets de b et jets de c de $\pm 20\%$. Elle vaut $\pm 7.2\%$. L'incertitude sur SF_{ll} est déterminée en regardant les différences sur $\varepsilon^{réelles}$ (voir équation 7.8) entre différents lots de données simulées. Elle vaut $\pm 9\%$.

Les incertitudes relatives à la normalisation des fonds (c'est-à-dire toutes les incertitudes que nous venons de présenter, hormis celles sur le rapport Wbb/WJJ, la production d'un muon dans un jet pour l'analyse SLT et l'étiquetage par JLIP) ne sont pas appliquées sur le fond W+jets simulé car ce dernier est normalisé grâce à la méthode de la matrice au niveau présélection. L'incertitude associée à cette mé-

thode est discutée dans la section suivante.

Pour chaque processus, les différentes sources d'incertitudes que nous avons citées sont supposées non corrélées. L'incertitude relative totale au carré est donc égale à la somme des incertitudes relatives pour chaque source au carré. Par contre, les incertitudes liées à une source donnée pour les différents processus sont supposées corrélées à 100%.

7.4.2 Incertitude liée à la méthode de la matrice

Les nombres d'événements $vrai - e$ et QCD sont donnés, après présélection et dans les données réelles, par la méthode de la matrice. La somme de ces deux nombres étant fixée, leurs incertitudes sont complètement anti-corrélées. Le calcul d'incertitude sur la somme de ces deux bruits de fond est détaillé dans [184]. Les sources d'incertitudes qui doivent être prises en compte sont les incertitudes statistiques sur les nombres d'événements dans les lots présélectionnés *loose* et *tight*, les incertitudes sur ε_{sig} et ε_{QCD} et les incertitudes sur les efficacités d'étiquetages.

L'incertitude sur l'efficacité d'étiquetage pour le fond QCD est donnée par l'incertitude statistique sur l'efficacité obtenue dans le lot de référence. Pour le fond W+jets, il faut distinguer le cas où l'estimation se fait à partir de la simulation et le cas où elle se fait à partir des données réelles. Lorsque la simulation est utilisée pour l'analyse JLIP, l'incertitude sur l'efficacité d'étiquetage est donnée par la somme en quadrature de l'incertitude associée aux TRF exclusives et de l'incertitude sur le rapport $Wb\bar{b}/WJJ$ (voir section précédente). Pour l'analyse SLT, l'incertitude sur l'étiquetage pour chaque processus (WJJ et Wbb) est la somme en quadrature de l'incertitude associée à la production de muons dans un jet et de l'incertitude sur l'identification des muons, c'est-à-dire 3.3% (c'est la même que celle associée au véto dans l'analyse JLIP). Cette incertitude est, comme pour l'analyse JLIP, additionnée en quadrature avec l'incertitude sur le rapport $Wb\bar{b}/WJJ$. Lorsque la méthode basée sur les TRF inclusives est utilisée, l'incertitude sur l'efficacité d'étiquetage est de 20% (voir section 7.3.2).

L'incertitude totale sur la somme du nombre d'événements W+jets et QCD est calculée pour chaque recherche (voie s, voie t et recherche combinée). Quand au moins un jet étiqueté est requis et que la méthode basée sur les TRF inclusive est utilisée pour le fond W+jets, elle vaut environ 18%. Par contre, lorsque nous utilisons la simulation elle vaut environ 25% pour l'analyse JLIP et environ 5% pour l'analyse SLT. Nous préférons donc calculer les limites avec les prédictions obtenues grâce aux TRF inclusives pour JLIP et avec celles obtenues sur les données simulées pour l'analyse SLT. Quand la sélection demande au moins deux jets étiquetés par JLIP, nous utilisons uniquement la simulation pour l'estimation du fond W+jets et l'incertitude sur la somme W+QCD est d'environ 35%.

7.5 Événements avec un jet étiqueté - Limites sur les sections efficaces en voie t et en voies s et t combinées

Les nombres d'événements ayant au moins un jet étiqueté par SLT ou JLIP avec une coupure *tight* sur $\mathcal{P}_{jet}$ sont donnés dans la table 7.4. Une coupure *loose* sur $\mathcal{P}_{jet}$ a également été essayée mais la limite attendue est moins bonne. Pour cette raison, les résultats ne sont donnés que pour la coupure *tight*. Pour les fonds W+jets, les chiffres obtenus à partir de la simulation ainsi que ceux obtenus en appliquant les TRF inclusives sur le lot de référence construit à partir des données réelles sont présentés. Les deux prédictions sont en très bon accord pour les deux algorithmes d'étiquetage. Les incertitudes incluent les incertitudes statistiques et systématiques (voir section 7.4). Comme cela a été dit dans la section précédente, celles pour les fonds W+jets et QCD ne peuvent en réalité pas être données séparément car

elles sont complètement corrélées. Les valeurs de la table pour les fonds WJJ et Wbb sont obtenues de manière conservative en supposant que les incertitudes associées aux TRF exclusives sont décorrélées de l'incertitude associée à la méthode de la matrice. L'incertitude relative pour le fond W+jets estimée à partir des données réelles, ainsi que celle pour le fond QCD, sont fixées à l'incertitude relative sur la somme W+QCD donnée par la méthode de la matrice (c'est pourquoi les incertitudes pour le fond QCD sont différentes de celles données table 7.3). Insistons sur le fait que les corrélations sont bien prises en compte lors du calcul de limite et que les incertitudes indiquées dans la table ne font que donner un ordre de grandeur. Les incertitudes sur les fonds sont dominées par les incertitudes associées à l'étiquetage.

Les processus W+jets constituent le bruit de fond principal après étiquetage. Le deuxième bruit de fond le plus important est $t\bar{t}$ qui a un état final riche en saveurs lourdes. Les processus avec des quarks légers (VV et Z/Drell-Yann) sont extrêmement minoritaires, ils ne représentent qu'environ 1.5% du bruit de fond total.

Le nombre d'événements *single top* correspond au nombre prédit par le modèle standard. Après étiquetage par JLIP nous attendons 2.29 (3.91) événements dans la voie s (t) et après étiquetage par SLT nous attendons 0.81 (1.18) événements dans la voie s (t). Le nombre d'événements prédit est en bon accord avec le nombre d'événements observé lorsqu'au moins un jet étiqueté est requis, et les deux méthodes d'estimation du fond W+jets donnent des nombres compatibles.

	≥ 1 jet étiqueté	
	JLIP	SLT
WJJ	73.59 ± 22.00	34.88 ±1.66
Wbb	15.36 ± 1.56	4.18 ±0.20
W (TRF inclusives)	89.14 ± 16.01	35.61 ± 6.44
QCD	14.51 ± 2.60	9.33 ±1.68
$t\bar{t} \to l + jets$	25.53 ± 6.13	10.16 ±2.79
$t\bar{t} \to ll$	6.69 ± 1.53	3.29 ±0.70
$WW \to l\nu_l jj$	0.71 ± 0.28	0.26 ±0.04
$WZ \to l\nu_l jj$	0.43 ± 0.07	0.13 ±0.02
$WZ \to lljj$	0.08 ± 0.03	0.03 ±0.01
Z/Drell-Yann	0.72 ± 0.22	0.34 ±0.09
Somme (avec W simulé)	137.62 ± 26.22	62.61 ±4.95
Somme (avec TRF inclusives)	137.81 ± 24.31	59.16 ±10.36
Observé	142	79
Voie s	2.29 ± 0.52	0.81 ±0.18
Voie t	3.91 ± 0.82	1.18 ±0.23

TAB. 7.4 : *Nombres d'événements ayant au moins un jet étiqueté par JLIP (à gauche) et SLT (à droite). Les incertitudes incluent les incertitudes statistiques et systématiques.*

7.5.1 Cinématique des événements ayant au moins un jet étiqueté

Les prédictions et observations sont maintenant comparées au niveau cinématique. La figure 7.19 montre la multiplicité des jets dans l'analyse JLIP (à gauche) et SLT (à droite) dans le cas où le fond W+jets est obtenu à partir de la simulation (en haut) et dans le cas où il est obtenu à partir des données

réelles (en bas). Un accord excellent entre les données et la prédiction est observé pour l'analyse JLIP. Le léger excès visible en terme de nombre d'événements dans la table 7.4 pour l'analyse SLT vient de toutes les multiplicités de jets. Le fond $t\bar{t} \rightarrow e + jets$ peuple principalement, du fait du grand nombre de jets dans l'état final, les multiplicités trois et quatre.

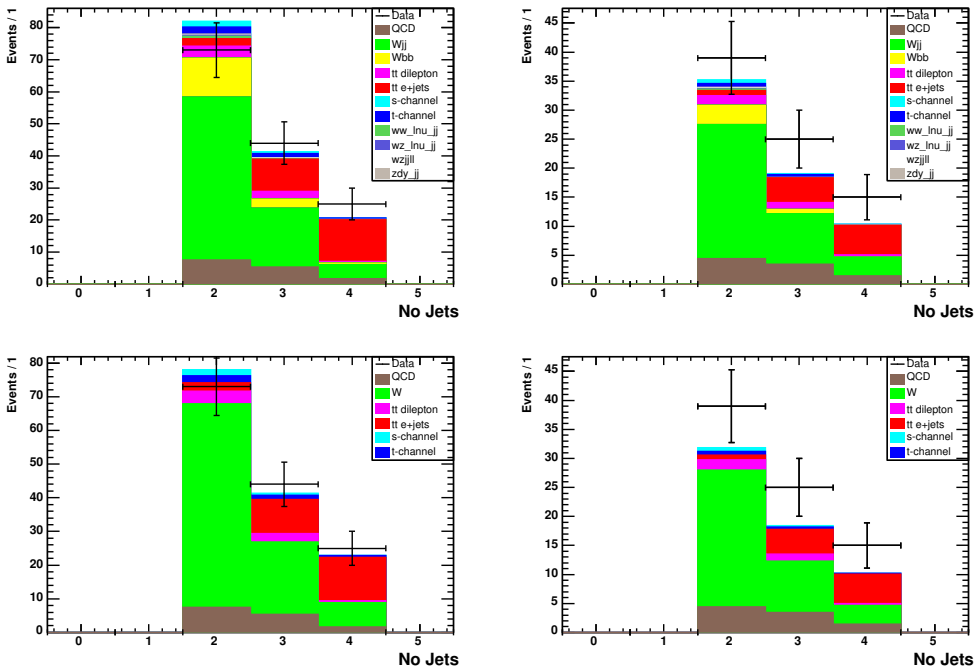


FIG. 7.19 : *Multiplicité de jets pour les événements ayant au moins un jet étiqueté par JLIP (à gauche) et SLT (à droite). La prédiction du fond W+jets a été obtenue grâce à la simulation sur les distributions du haut et grâce aux données réelles sur les distributions du bas.*

Les figures 7.20 et 7.21 montrent les distributions en impulsion transverse des jets dans les analyses JLIP et SLT respectivement. Les distributions du haut (bas) correspondent ici aussi au cas où le fond W+jets est obtenu à partir de la méthode basée sur la simulation (TRF inclusives). Notons le remarquable accord entre les formes des distributions pour le fond W+jets obtenues avec les deux méthodes d'estimation pour l'analyse JLIP. Pour l'analyse SLT, les impulsions transverses des deux premiers jets pour le fond W+jets sont plus faibles avec les TRF inclusives qu'avec la simulation. Ceci n'est pas encore compris. L'impulsion transverse de l'électron, l'énergie transverse manquante et la masse transverse du W sont montrées sur les figures 7.22 et 7.23 respectivement pour JLIP et SLT. Les distributions sont relativement bien décrites. Notons également l'accord raisonnable pour les variables relatives au muon dans les événements étiquetés par SLT (voir figure 7.24).

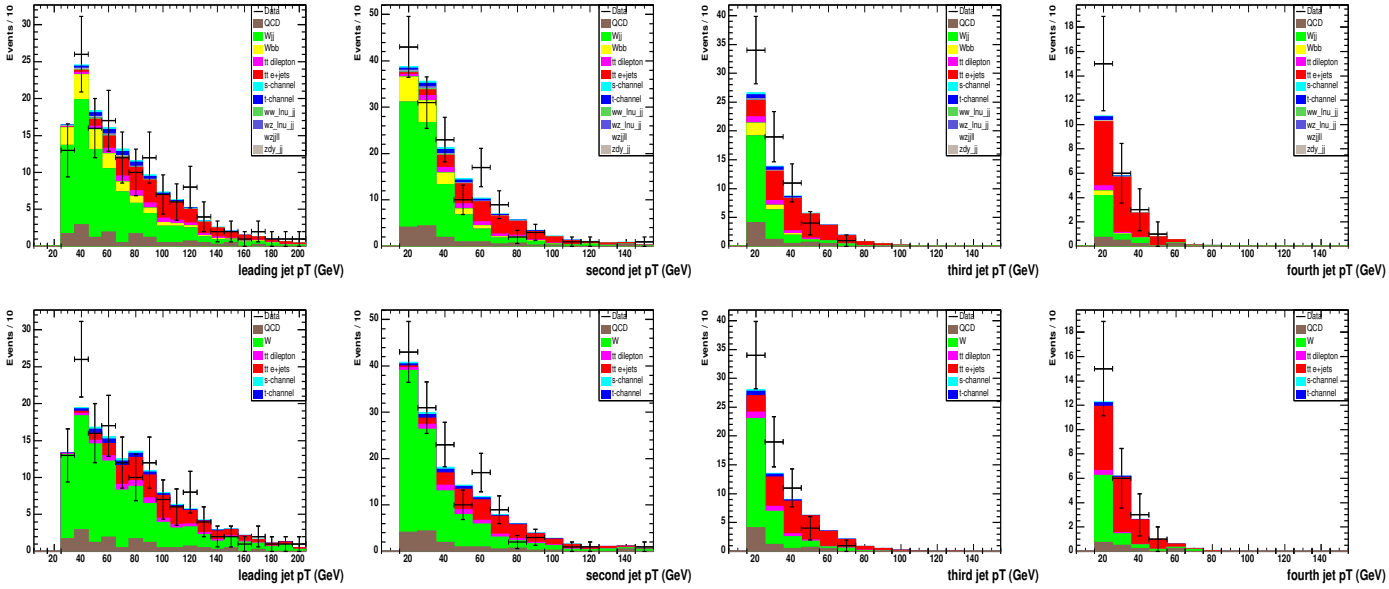


FIG. 7.20 : *Impulsion transverse des jets dans les événements ayant au moins un jet étiqueté par JLIP. Les distributions du haut montrent la prédiction du fond W+jets obtenue avec la simulation, alors que les distributions du bas montrent la prédiction obtenue avec les données réelles (grâce au lot de référence et aux TRF inclusives).*

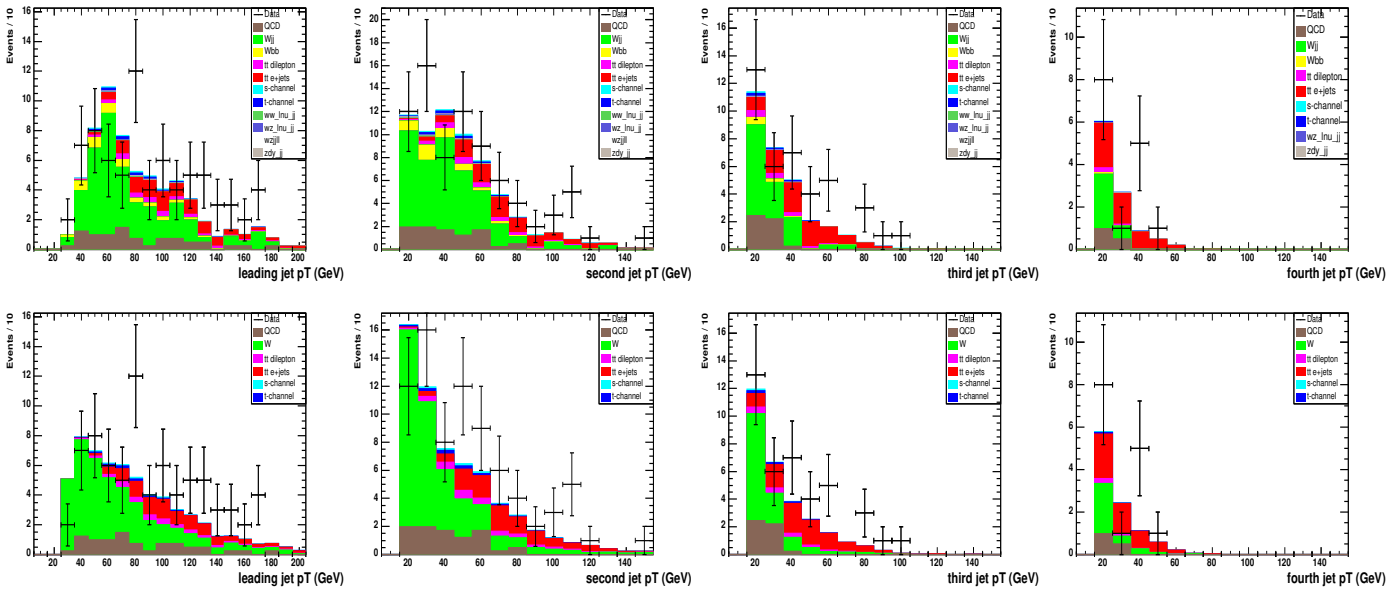


FIG. 7.21 : *Impulsion transverse des jets dans les événements ayant au moins un jet étiqueté par SLT. Les distributions du haut montrent la prédiction du fond W+jets obtenue avec la simulation, alors que les distributions du bas montrent la prédiction obtenue avec les données réelles (grâce au lot de référence et aux TRF inclusives).*

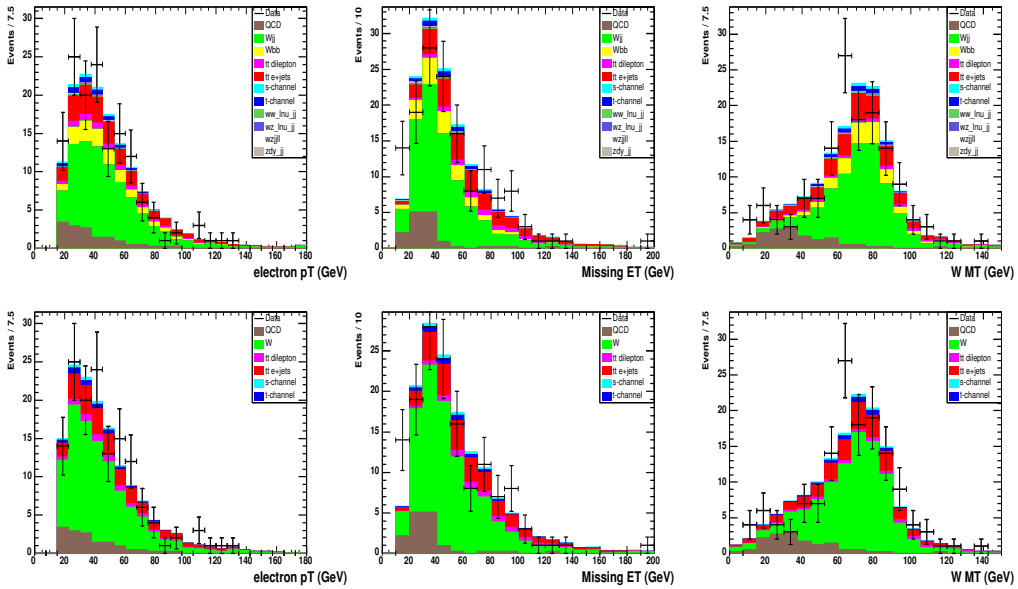


FIG. 7.22 : *Impulsion transverse de l'électron, $\not\!\!E_T$ et masse transverse du W dans les événements ayant au moins un jet étiqueté par JLIP. Les distributions du haut montrent la prédiction du fond W+jets obtenue avec la simulation, alors que les distributions du bas montrent la prédiction obtenue avec les données réelles (grâce au lot de référence et aux TRF inclusives).*

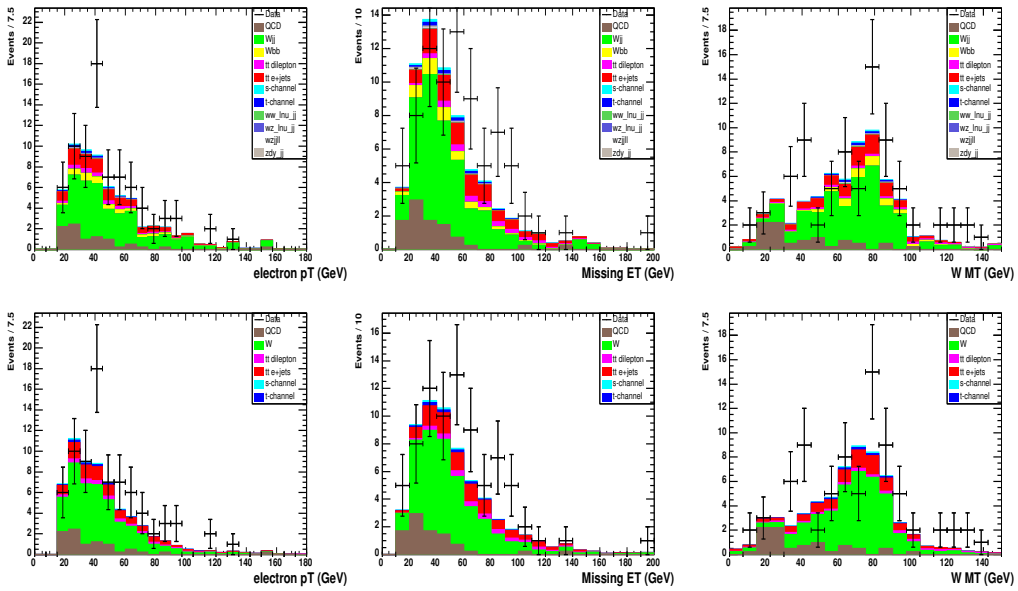


FIG. 7.23 : *Impulsion transverse de l'électron, $\not\!\!E_T$ et masse transverse du W dans les événements ayant au moins un jet étiqueté par SLT. Les distributions du haut montrent la prédiction du fond W+jets obtenue avec la simulation, alors que les distributions du bas montrent la prédiction obtenue avec les données réelles (grâce au lot de référence et aux TRF inclusives).*

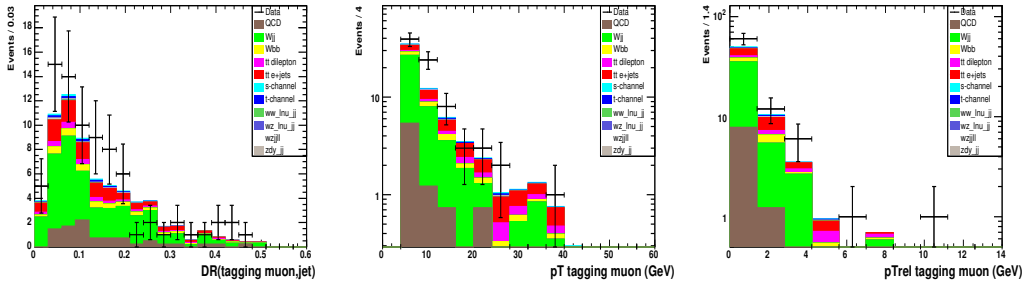


FIG. 7.24 : *Distribution de la distance en ΔR du muon par rapport au jet (à gauche), de l'impulsion transverse du muon (au milieu) et de l'impulsion transverse du muon par rapport à l'axe du jet (p_T^{rel}) (à droite) dans les événements ayant au moins un jet étiqueté par SLT.*

7.5.2 Sélection finale - Extraction des limites sur les sections efficaces

Une sélection supplémentaire des événements sur critère topologique est effectuée. La même coupure est appliquée pour la recherche en voie t et pour la recherche des deux voies combinées. La variable discriminante utilisée, appelée H_T, est la somme des impulsions transverses des deux jets de plus grande impulsion transverse, de l'électron et de l'énergie transverse manquante. La distribution de cette variable est montrée sur la figure 7.25 après étiquetage par JLIP (à gauche) et SLT (à droite).

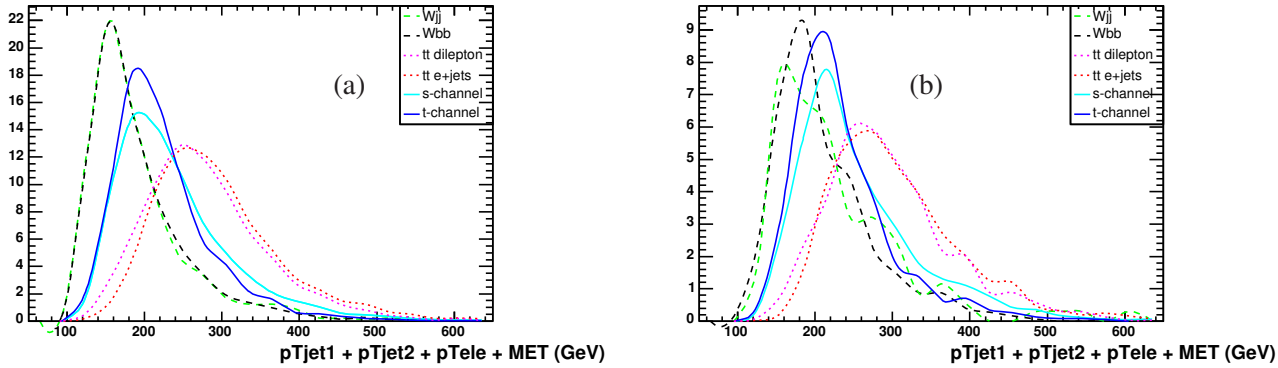


FIG. 7.25 : *Distribution de la variable $H_T = p_T^{jet-1} + p_T^{jet-2} + p_T^{ele} + \not{E}_T$ pour les événements ayant au moins un jet étiqueté par JLIP (a) et SLT (b). Les distributions sont normalisées au même nombre d'événements.*

La valeur optimale de la coupure est cherchée en maximisant le rapport $S/\sqrt{B}$ pour les événements ayant au moins un jet étiqueté par JLIP. Le signal S correspond à la somme de la voie s et de la voie t. La même coupure a ensuite été appliquée pour l'analyse SLT. Il est finalement vérifié que la limite attendue est plus petite avec la coupure que sans. Comme le montre la figure 7.26, la coupure optimale est :

$$H_T > 160 \text{ GeV}/c \tag{7.14}$$

Les incertitudes systématiques communes à toutes les analyses ont été données dans la section 7.4.1. Comme cela a été dit, seules les incertitudes associées au déclenchement, à l'échelle en énergie des jets et aux TRF exclusives sont recalculées pour chaque voie. Elles sont données dans la table 7.5 pour la recherche en voie t et pour la recherche combinée.

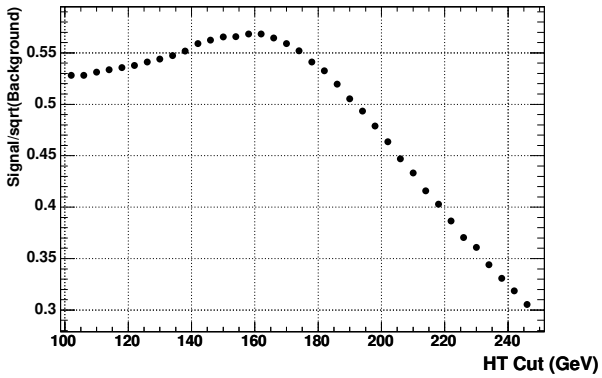


FIG. 7.26 : *Variation de $S/\sqrt{B}$ en fonction de la coupure appliquée sur la variable H_T pour les événements ayant au moins un jet étiqueté par JLIP.*

Incertitudes systématiques (en %) après coupure finale $H_T > 160$ GeV/c										
	WJJ	Wbb	$t\bar{t} \to l + jets$	$t\bar{t} \to ll$	WW	$WZ \to l\nu jj$	$WZ \to jjll$	$Z/\mathrm{Drell-Yaun}$	voie s	voie t
≥ 1 jet étiqueté par JLIP										
JES	-	-	1.1	4.3	17.2	14.2	27.6	15.6	6.7	7.7
Déclenchement	-	-	2.6	2.7	6.8	5.8	5.9	6.1	5.1	5.4
TRF exclusives	30.8	9.4	10.7	9.4	38.4	10.2	38.3	28.8	9.3	10.5
≥ 1 jet étiqueté par SLT										
JES	-	-	2.7	2.3	4.7	8.3	12.9	15.9	3.0	4.4
Déclenchement	-	-	2.9	3.4	6.1	6.6	6.5	7.1	5.5	7.0

TAB. 7.5 : *Incertitudes systématiques (en %) sur les acceptances des processus simulés associées à l'échelle en énergie des jets, au déclenchement et aux TRF exclusives après étiquetage par JLIP et SLT et après coupure finale $H_T > 160$ GeV/c. Les incertitudes pour les deux premières sources ne sont pas données pour les fonds WJJ et Wbb car ils sont normalisés sur les données réelles grâce à la méthode de la matrice. Les systématiques communes aux autres analyses sont données section 7.4.1.*

La table 7.6 donne les nombres d'événements après la coupure sur H_T. La prédiction est en bon accord avec l'observation pour l'analyse JLIP. En revanche, pour l'analyse SLT, une différence supérieure à 1σ est observée, que ce soit avec l'estimation du fond W+jets à partir de la simulation ou bien à partir des données réelles. Notons que ces deux estimations diffèrent elles-mêmes de plus de 1σ alors que l'accord était bon avant la coupure en H_T. Ceci est dû au fait que les TRF inclusives prédisent un spectre en impulsion transverse pour les deux premiers jets moins dur que la simulation.

Pour le calcul de limite, dans l'analyse JLIP la prédiction obtenue grâce aux TRF inclusives est utilisée car elle est entachée d'une incertitude moins grande que la prédiction obtenue grâce à la simulation (rappelons que l'incertitude sur les TRF inclusives est de 20% alors que les incertitudes sur les TRF exclusives sont plutôt de l'ordre de 25-30%). Pour l'analyse SLT, la prédiction utilisée est celle obtenue en étiquetant directement les événements simulés, car elle est plus précise que celle effectuée à partir des données réelles. Pour ces raisons, seules les distributions dans lesquelles le fond W+jets a été estimé à partir des TRF inclusives (de la simulation) sont montrées pour l'analyse JLIP (SLT). Les distributions pour les autres méthodes montrent des formes très comparables.

	≥ 1 jet étiqueté, $H_T > 160$ GeV/c JLIP	SLT
WJJ	45.57 ± 14.6	28.56 ± 1.36
Wbb	9.68 ± 0.99	3.42 ± 0.17
W (TRF inclusives)	59.28 ± 10.98	23.12 ± 4.41
QCD	7.00 ± 1.29	6.72 ± 1.28
$t\bar{t} \to l + jets$	25.18 ± 6.09	10.12 ± 3.24
$t\bar{t} \to ll$	6.47 ± 1.52	3.24 ± 0.69
$WW \to l\nu_l jj$	0.47 ± 0.20	0.21 ± 0.03
$WZ \to l\nu_l jj$	0.28 ± 0.06	0.11 ± 0.02
$WZ \to lljj$	0.057 ± 0.03	0.02 ± 0.01
Z/Drell-Yann	0.52 ± 0.18	0.32 ± 0.06
Somme (avec W simulé)	95.22 ± 20.43	52.72 ± 3.66
Somme (avec TRF inclusives)	99.25 ± 17.86	43.86 ± 7.88
Observé	98	69
Voie s	2.07 ± 0.47	0.78 ± 0.15
Voie t	3.49 ± 0.73	1.11 ± 0.20

TAB. 7.6 : *Nombres d'événements ayant au moins un jet étiqueté par JLIP (à gauche) et SLT (à droite) après la coupure finale : $H_T > 160$ GeV/c. Les incertitudes incluent les incertitudes statistiques et systématiques.*

La multiplicité de jets est montrée sur la figure 7.27. Les impulsions transverses des deux premiers jets, l'impulsion transverse de l'électron, l'énergie transverse manquante et la masse transverse du W sont montrées sur la figure 7.28. Des accords raisonnables sont obtenus pour toutes ces variables.

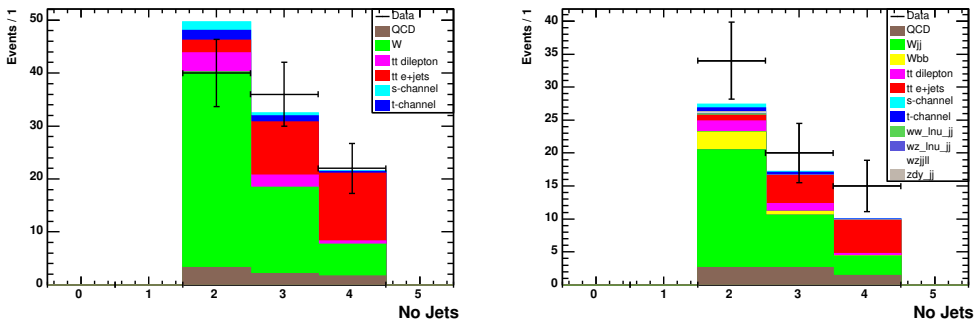


FIG. 7.27 : *Multiplicité de jets pour les événements ayant au moins un jet étiqueté par JLIP (à gauche) et SLT (à droite) après la coupure finale : $H_T > 160$ GeV/c.*

Les limites ont été calculées par la méthode Bayesienne décrite dans l'annexe B. Le logiciel utilisé s'appelle *top_statistics* [185]. Cette méthode donne une densité de probabilité pour la section efficace notée P($\sigma_{\rm sig} \mid N_{\rm obs}$). La limite sur la section efficace à 95% de niveau de confiance, notée $\sigma_{\rm sig}^{95}$, est obtenue en résolvant :

$$\int_0^{\sigma_{\rm sig}^{95}} P(\sigma_{\rm sig}|N_{\rm obs}) \cdot d\sigma_{\rm sig} = 0.95 \tag{7.15}$$

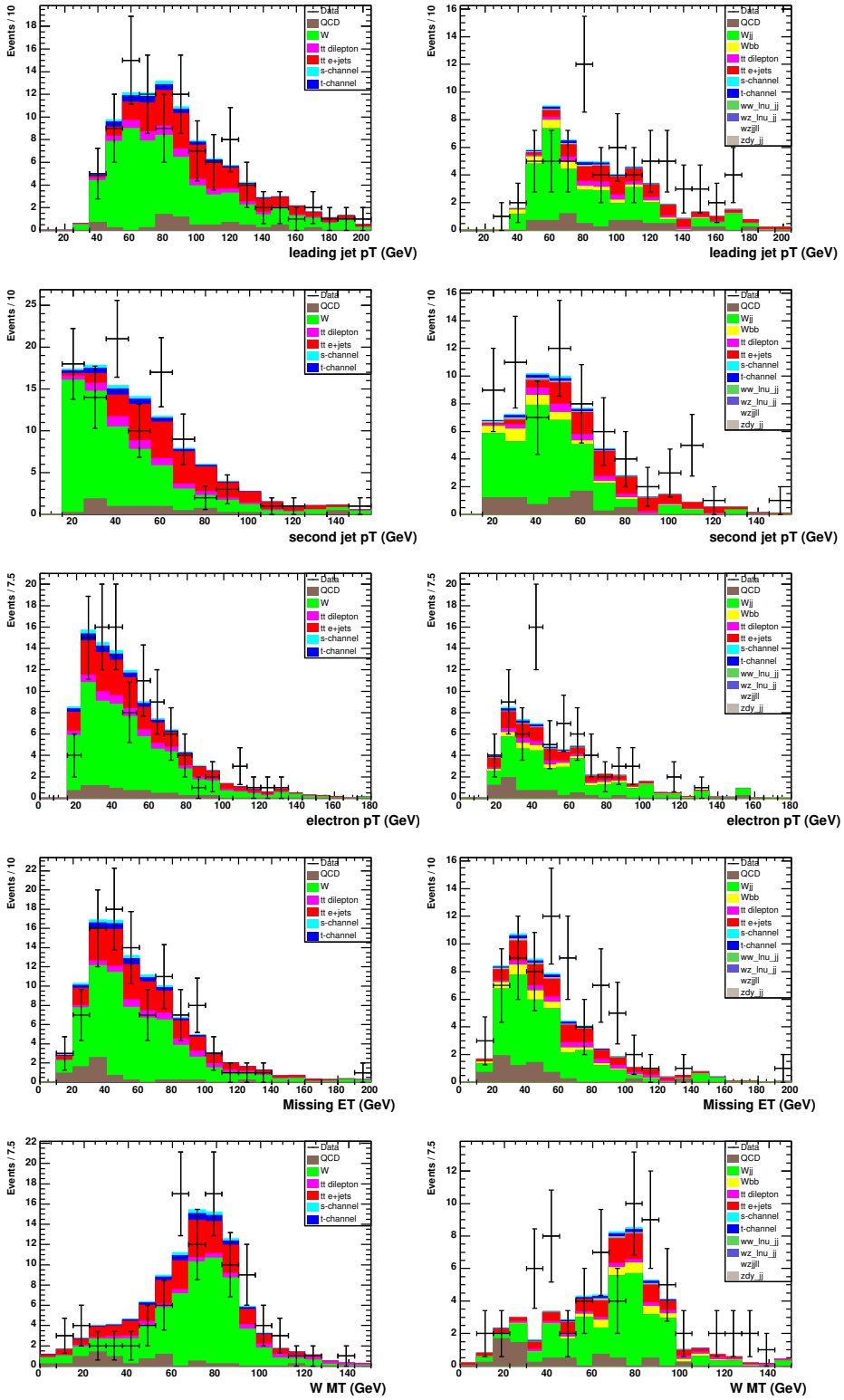


FIG. 7.28 : *Impulsion transverse des deux premiers jets, impulsion transverse de l'électron, énergie transverse manquante et masse transverse du W pour les événements ayant au moins un jet étiqueté par JLIP (à gauche) et SLT (à droite) après la coupure finale : $H_T > 160$ GeV/c.*

Les limites pour la production en voie t et pour la production combinée voie s + voie t sont reportées dans la table 7.7. La voie s est comptée comme un bruit de fond pour la recherche en voie t. Les densités de probabilité attendues et observées sont montrées sur les figures 7.29 et 7.30 respectivement pour la voie t et pour la recherche combinée. Du fait de l'excès dans l'analyse SLT, les limites observées sont plus grandes que les limites attendues. Les limites observées après combinaison des analyses JLIP et SLT sont par conséquent entre les limites observées pour chaque analyse.

	Limites attendues/observées à 95% de niveau de confiance (pb)	
	voie t	voie s + voie t
JLIP	24.8/23.0	21.8/21.0
SLT	35.4/63.5	30.2/55.8
JLIP + SLT	21.5/27.7	19.8/28.0

TAB. 7.7 : *Limites attendues et observées pour les recherches en voie t et en voies s et t combinées.*

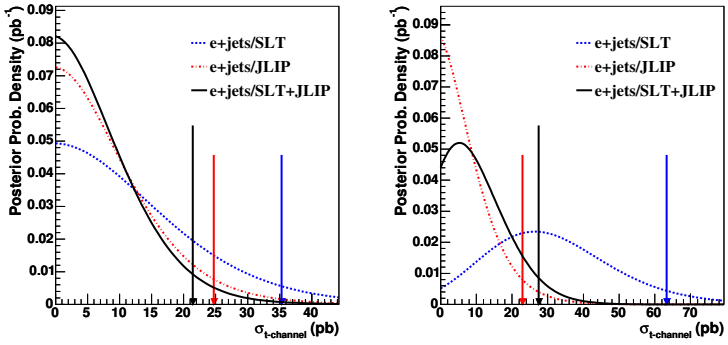


FIG. 7.29 : *Densité de probabilité de la section efficace de production en voie t attendue (à gauche) et observée (à droite). Les flèches représentent les limites à 95% de niveau de confiance.*

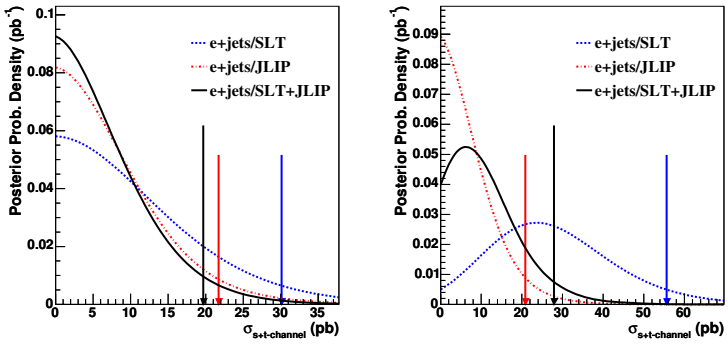


FIG. 7.30 : *Densité de probabilité de la somme des sections efficaces de la voie s et de la voie t attendue (à gauche) et observée (à droite). Les flèches représentent les limites à 95% de niveau de confiance.*

7.6 Événements avec deux jets étiquetés par JLIP - Limite sur la section efficace en voie s

En voie s, les deux jets de b sont très énergétiques et très centraux (voir section 6.2.2). L'étiquetage de deux jets dans l'état final permet a priori une réjection plus forte des fonds contenant des quarks légers, notamment le fond Wjj. Les limites attendues ont été calculées dans les cas suivants pour la recherche en voie s avec JLIP :

- au moins un jet étiqueté par JLIP - point de fonctionnement *tight*
- au moins un jet étiqueté par JLIP - point de fonctionnement *loose*
- au moins deux jets étiquetés par JLIP - point de fonctionnement *tight*
- au moins deux jets étiquetés par JLIP - point de fonctionnement *loose*

Comme pour les recherches en voies t et combinée, l'étiquetage d'au moins un jet avec JLIP *tight* donne une meilleur limite attendue que lorsque la coupure *loose* est appliquée. Pour le double étiquetage, seule la prédiction de la simulation a été utilisée pour le fond W+jets. La TRF inclusive déterminée pour le simple étiquetage ne peut être utilisée car la probabilité d'étiqueter un deuxième jet dans un événement W+jets ou QCD n'est pas la même que celle d'étiqueter le premier jet. En effet, les b sont en général produits par paires dans ce type d'événements, la probabilité d'étiqueter un premier jet est donc en quelque sorte une mesure du contenu en saveur du lot considéré alors que la probabilité d'étiqueter un deuxième jet est plus une mesure de l'efficacité d'étiquetage des jets de saveurs lourdes. La meilleure limite attendue est obtenue dans le dernier cas où au moins deux jets étiquetés par JLIP avec une coupure *loose* sur $\mathcal{P}_{jet}$ sont requis. Pour cette raison, seuls les résultats correspondant à cette analyse sont présentés.

Les nombres d'événements prédits et observés sont donnés dans la table 7.8. Pour l'analyse SLT, la limite attendue obtenue lorsqu'au moins un jet étiqueté est requis (c'est-à-dire comme pour les recherches en voie t et en voies s et t combinées) est meilleur que lorsqu'au moins deux jets étiquetés sont requis. Nous renvoyons le lecteur à la table 7.4 pour les nombres d'événements observés.

	≥ 2 jets étiquetés par JLIP (point de fonctionnement *loose*)
WJJ	4.26 ± 1.92
Wbb	3.81 ± 0.78
QCD	1.06 ± 0.37
$t\bar{t} \to l + jets$	8.52 ± 2.74
$t\bar{t} \to ll$	1.99 ± 0.57
$WW \to l\nu_l jj$	0.02 ± 0.02
$WZ \to l\nu_l jj$	0.12 ± 0.03
$WZ \to lljj$	0.002 ± 0.001
Z/Drell-Yann	0.04 ± 0.02
Somme (avec W simulé)	19.82 ± 5.54
Observé	25
Voie s	0.69 ± 0.16
Voie t	0.50 ± 0.14

TAB. 7.8 : *Nombres d'événements ayant au moins deux jets étiquetés par JLIP avec la coupure loose sur $\mathcal{P}_{jet}$. Les incertitudes incluent les incertitudes statistiques et systématiques.*

7.6.1 Cinématique des événements ayant au moins deux jets étiquetés par JLIP

La figure 7.31 montre la multiplicité de jets pour les événements doublement étiquetés. Le bruit de fond le plus important est le fond $t\bar{t} \rightarrow l + jets$, qui peuple principalement les multiplicités trois et quatre. Le nombre d'événements observé à quatre jets uniquement constitue une preuve de l'existence de la production de paire de top avec une signification statistique d'environ $4.3\ \sigma$. Le fond $Wb\bar{b}$ est du même ordre de grandeur que le fond WJJ. Les distributions de l'impulsion transverse des deux premiers jets, de l'impulsion transverse de l'électron, de l'énergie transverse manquante et de la masse transverse du W sont montrées sur la figure 7.32. Le fond QCD est extrêmement faible. Les événements observés ont tous une masse transverse du W supérieure à 40 GeV. Notons les différences importantes de cinématique entre le fond $t\bar{t}$ et les autres fonds : les deux premiers jets ont des impulsions transverses piquées à 80 GeV/c et 60 GeV/c environ pour le fond $t\bar{t}$ contre 40 GeV/c et 30 GeV/c environ pour le fond W+jets.

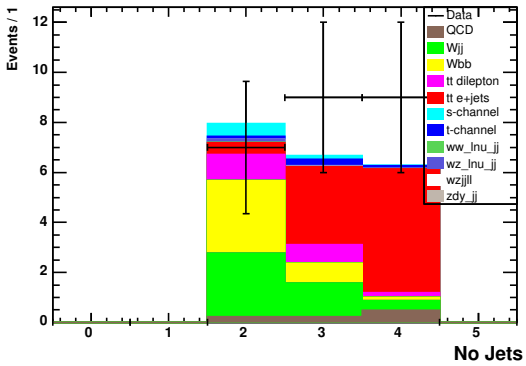


FIG. 7.31 : *Multiplicité de jets pour les événements ayant au moins deux jets étiquetés par JLIP.*

7.6.2 Sélection finale - Extraction de la limite sur la section efficace

Comme pour les recherches en voie t et en voies s et t combinées, une sélection supplémentaire des événements sur critères topologiques est effectuée. En plus de la coupure en H_T (voir relation 7.14), nous avons trouvé que la limite attendue est réduite si on demande que le nombre de jets soit exactement égal à 2 (comme on peut s'y attendre au vu de la figure 7.31). La table 7.9 donne les nombres d'événements pour JLIP et SLT après que ces coupures sont appliquées. Les incertitudes systématiques liées à l'échelle en énergie des jets, au déclenchement et au TRF exclusives sont données dans la table 7.10. Les autres incertitudes systématiques sont données dans la section 7.4.

La figure 7.33 montre quelques-unes des propriétés des 4 événements doublement étiquetés par JLIP. Il ne reste plus qu'un seul événement dans le lot de référence QCD, c'est pourquoi nous observons un pic à environ 70 dans la distribution en impulsion transverse de l'électron par exemple. Les représentations graphiques de ces quatre événements sont montrées dans l'annexe C. Sur trois des quatre événements on peut voir la présence d'une deuxième interaction en plus de l'interaction dure considérée. Rappelons que les traces associées à cette deuxième interaction ne sont pas utilisées pour l'étiquetage des jets de b par JLIP (voir section 7.2.1.). De plus, elles ne semblent pas contribuer à l'énergie des objets issus de la première interaction.

Les limites obtenues pour la recherche en voie s sont données dans la table 7.11. Les densités de probabilités attendues et observées sont montrées sur la figure 7.34.

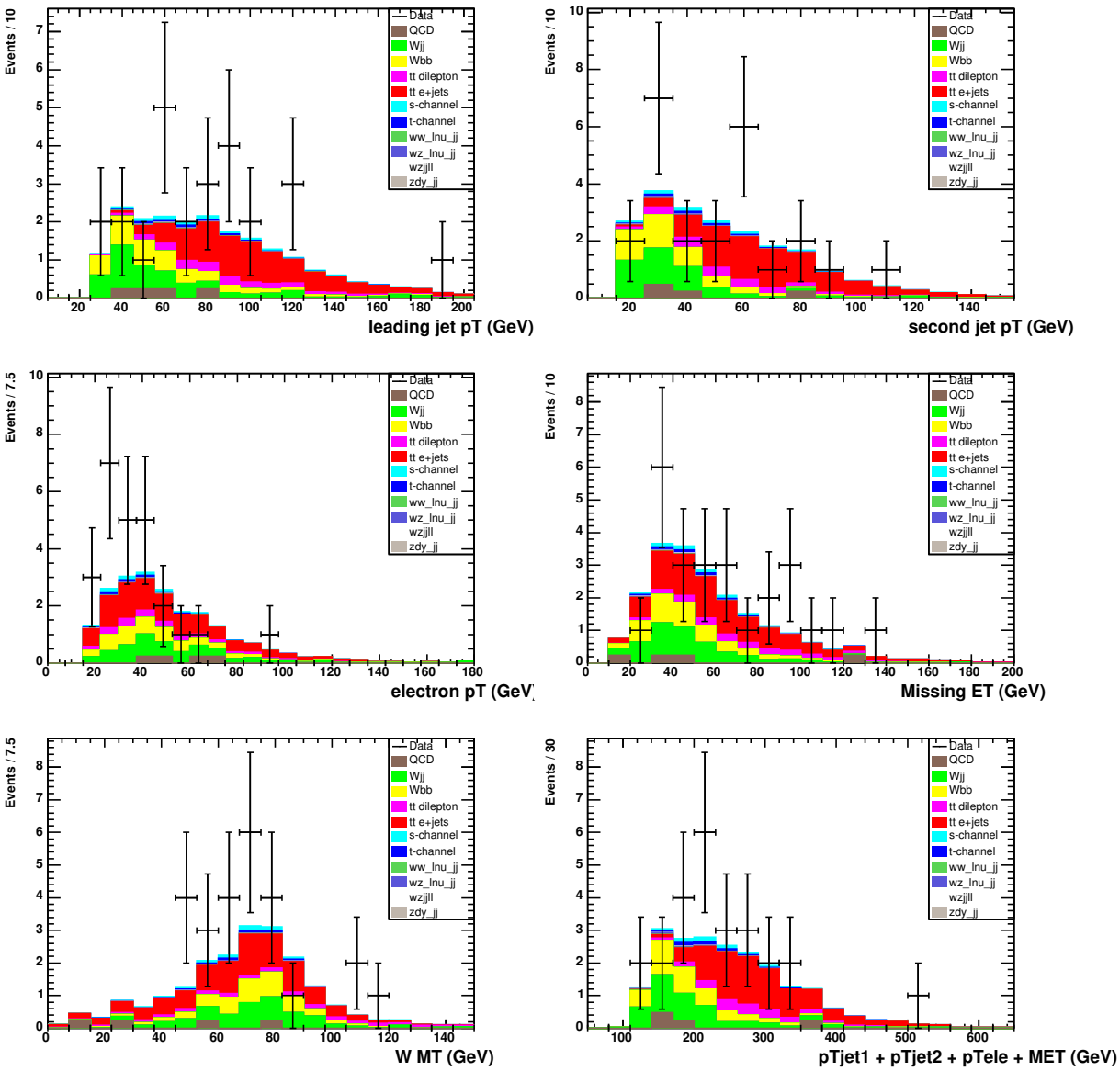


FIG. 7.32 : *Propriétés des événements doublement étiquetés par JLIP loose. De gauche à droite et de haut en bas : impulsion transverse des deux jets de plus grande impulsion transverse, impulsion transverse de l'électron, énergie transverse manquante, masse transverse du W et H_T.*

	$\geq 2(1)$ jets étiquetés par JLIP (SLT) $H_T > 160$ GeV/c, nb jets = 2	
	JLIP	SLT
WJJ	1.51 ± 0.75	17.80 ± 0.85
Wbb	1.88 ± 0.47	2.70 ± 0.13
W (TRF inclusives)	-	13.81 ± 2.80
QCD	0.12 ± 0.02	1.58 ± 0.32
$t\bar{t} \to l + jets$	0.45 ± 0.17	0.86 ± 0.23
$t\bar{t} \to ll$	1.01 ± 0.30	1.71 ± 0.37
$WW \to l\nu_l jj$	0.01 ± 0.01	0.20 ± 0.03
$WZ \to l\nu_l jj$	0.07 ± 0.02	0.09 ± 0.02
$WZ \to lljj$	0.00 ± 0.00	0.02 ± 0.01
Z/Drell-Yann	0.01 ± 0.01	0.22 ± 0.06
Somme (avec W simulé)	5.06 ± 1.49	25.18 ± 1.27
Observé	4	34
Voie s	0.47 ± 0.12	0.59 ± 0.07
Voie t	0.10 ± 0.03	0.57 ± 0.11

TAB. 7.9 : *Nombres d'événements ayant au moins deux jets étiquetés par JLIP (à gauche) et un jet étiqueté par SLT (à droite) après les coupures finales : $H_T > 160$ GeV/c et $N_{jets} = 2$. Les incertitudes incluent les incertitudes statistiques et systématiques.*

Incertitudes systématiques (en %) après coupures finales $N_{jets} = 2$ et $H_T > 160$ GeV/c

	WJJ	Wbb	$t\bar{t} \to l + jets$	$t\bar{t} \to ll$	WW	$WZ \to l\nu jj$	$WZ \to jjll$	Z/Drell − Yann	voie s	voie t
$\geq$ 2 jets étiquetés par JLIP *loose*										
JES	-	-	9.3	3.1	18.1	14.6	22.1	17.2	4.5	6.8
Déclenchement	-	-	3.8	3.1	7.1	3.1	3.4	2.9	5.0	6.1
TRF exclusives	47.8	20.6	28.6	21.0	57.0	20.6	59.8	48.4	21.1	24.6
$\geq$ 1 jet étiqueté par SLT										
JES	-	-	16.8	2.6	5.0	5.7	11.9	22.1	1.0	1.1
Déclenchement	-	-	1.0	3.2	6.5	7.0	7.2	7.9	4.8	7.4

TAB. 7.10 : *Incertitudes systématiques (en %) sur les acceptances des processus simulés associées à l'échelle en énergie des jets, au déclenchement et aux TRF exclusives après étiquetage par JLIP et SLT et après coupures finales : $N_{jets} = 2$ et $H_T > 160$ GeV/c. Les incertitudes pour les deux premières sources ne sont pas données pour les fonds WJJ et Wbb car ils sont normalisés sur les données réelles grâce à la méthode de la matrice. Les systématiques communes aux autres analyses sont données section 7.4.1.*

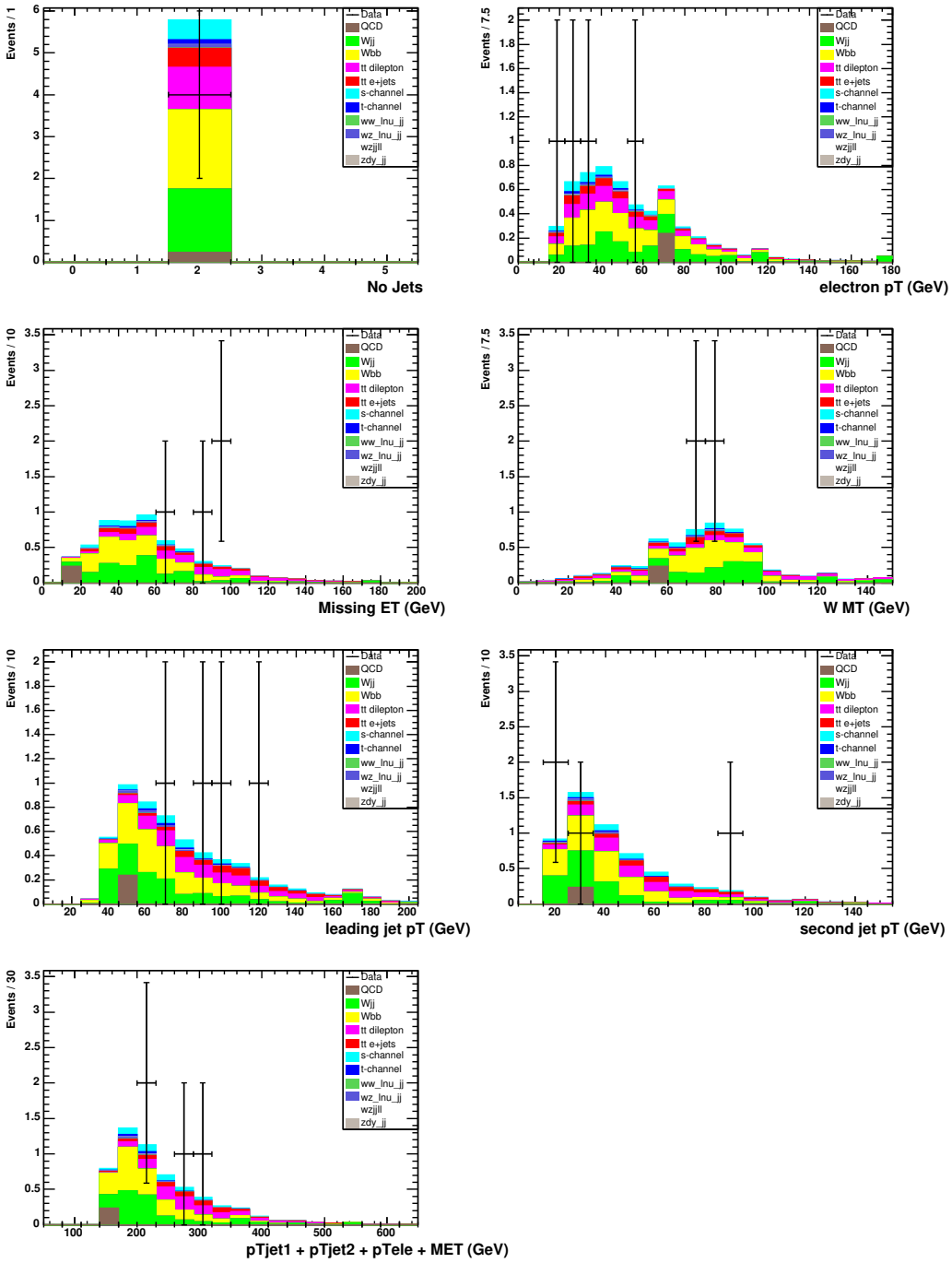


FIG. 7.33 : *Propriétés des quatre événements doublement étiquetés par JLIP loose avec exactement deux jets et $H_T > 160$ GeV/c. De gauche à droite et de haut en bas : multiplicité de jets, impulsion transverse de l'électron, énergie transverse manquante, masse transverse du W, impulsion transverse du premier jet, impulsion transverse du deuxième jet et H_T.*

	Limites attendues/observées à 95% de niveau de confiance (pb) pour la recherche en voie s
JLIP	14.8/12.4
SLT	19.4/31.5
JLIP + SLT	11.3/14.3

TAB. 7.11 : *Limites attendues et observées pour la recherche en voie s.*

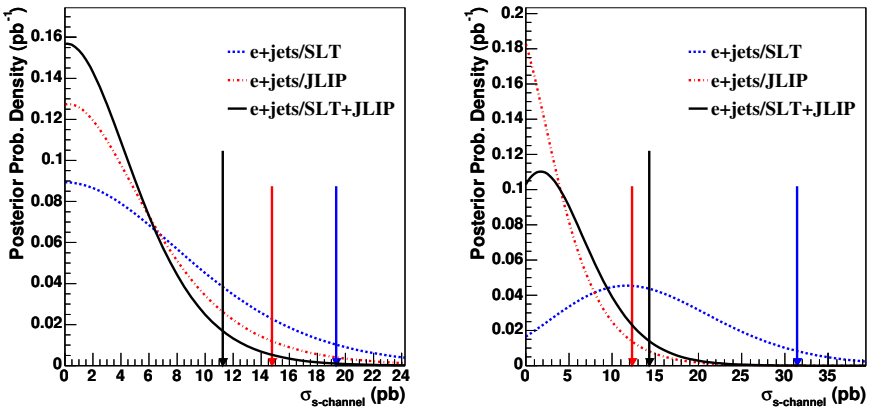


FIG. 7.34 : *Densité de probabilité de la section efficace de production en voie s attendue (à gauche) et observée (à droite). Les flèches représentent les limites à 95% de niveau de confiance.*

7.7 Comparaison avec CDF

La collaboration CDF a, elle aussi, entrepris la recherche du *single top* au Run II. Des limites sur les sections efficaces de production en voies s et t et sur la production combinée ont été publiées avec 162 pb^{-1} de données [186]. Elles ont été obtenues en combinant les analyses dans le canal électron+jets et dans le canal muon+jets (seul le canal électron+jets était considéré dans cette thèse). Pour chaque canal, l'analyse se décompose principalement en trois parties : une sélection préliminaire visant à créer un lot enrichi en événements W+jets, l'application d'un algorithme d'étiquetage des jets de b afin d'augmenter le rapport $S/\sqrt{B}$ et une coupure finale avant le calcul de la limite. Les deux premières étapes sont semblables à celles que nous avons effectuées pour l'analyse présentée dans cette thèse. Cependant, quelques différences sont à noter : CDF rejette systématiquement les événements à 3 et 4 jets (nous les rejetons uniquement pour la recherche en voie s), un veto sur la présence d'un lepton additionnel est effectué uniquement si la masse invariante avec le premier lepton satisfait 76 GeV/c^2 $< M_{ll} <$ 106 GeV/c^2 et une coupure à 20 GeV/c est appliquée sur l'impulsion transverse du lepton et sur l'énergie transverse manquante (nous appliquons une coupure à 15 GeV/c). En ce qui concerne l'étiquetage des jets de b, CDF utilise un seul algorithme, nommé SVX, qui reconstruit explicitement des vertex secondaires. Les différences principales résident en fait dans les dernières étapes d'analyses, c'est-à-dire la coupure finale et le calcul de la limite. Plutôt que d'utiliser le fait que les événements *single top* sont plus durs que les événements W+jets comme nous le faisons en appliquant une coupure sur la variable H_T, CDF applique une coupure sur la masse invariante du système {lepton, jet de b, neutrino} :

$$140 \text{ GeV}/c^2 \leq M_{l\nu b} \leq 210 \text{ GeV}/c^2 \tag{7.16}$$

ainsi, seuls les événements compatibles avec la production d'un quark top sont sélectionnés. La variable H_T est quand même utilisée lors du calcul de la limite pour la recherche combinée seulement. En effet, les distributions de H_T sont très proches pour la voie s et la voie t et suffisament différentes de celles des bruits de fond pour pouvoir mettre des contraintes sur la somme des deux processus par un ajustement sur les données réelles. Pour les recherches individuelles, le lot obtenu après la coupure 7.16 est séparé en deux avec d'un côté les événements ayant exactement un jet étiqueté et $p_T^{jet-1} > 30$ GeV/c et d'un autre côté les événements avec exactement deux jets étiquetés. Le premier (deuxième) lot a pour but d'offrir la sensibilité maximale pour la recherche de la voie t (s). Les limites sont calculées en minimisant une variable de vraisemblance qui dépend des sections efficaces des fonds (qui sont contraintes aux prédictions du modèle standard par une gaussienne) et des sections efficaces des voies s et t. Les limites obtenues sont reportées dans la table 7.12 :

	Limites attendues/observées à 95% de niveau de confiance (pb)
voie s	12.1/13.6
voie t	11.2/10.1
voie s + voie t	13.6/17.8

TAB. 7.12 : *Limites attendues et observées par l'expérience CDF avec 162 pb^{-1} de données.*

La limite attendue pour la production en voie t est inférieure d'un facteur deux environ à celle obtenue dans cette thèse. Ceci est dû au fait que, d'une part, la combinaison des analyses électron et muon offre un meilleur résultat que la combinaison des analyses JLIP et SLT dans le canal électron uniquement, et d'autre part qu'une variable permettant de séparer efficacement la voie t des autres processus est utilisée pour construire la variable de vraisemblance. Cette variable est le produit de la charge du lepton et de la pseudo-rapidité du jet qui n'est pas étiqueté (voir figure 7.35). Ainsi toute la forme de la distribution est

utilisée pour calculer la limite, ce qui est a priori plus puissant que l'expérience de comptage que nous avons effectuée.

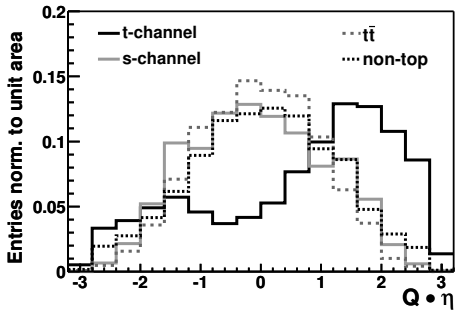


FIG. 7.35 : *Distribution de $Q \cdot \eta$, où Q est la charge du lepton et η la pseudo-rapidité du jet qui n'est pas étiqueté, utilisée par CDF pour le calcul de la limite sur la section efficace en voie t.*

Pour la recherche combinée, la limite obtenue par CDF est environ 30% plus petite que celle trouvée dans cette thèse. Comme pour la voie t, toute la forme de la distribution de la variable discriminante (H_T) est utilisée. Ceci, en plus du fait que les deux saveurs de leptons sont combinées pour le résultat de CDF, explique probablement les différences entre les deux expériences.

La limite attendue en voie s obtenue dans cette thèse est très légèrement inférieure à celle obtenue par CDF. Ces limites sont directement comparables car dans l'analyse de CDF, seuls les nombres d'événements doublement étiquetés rentrent dans la définition de la variable de vraisemblance, ce qui revient quasiment à faire une expérience de comptage comme nous le faisons. Le rapport $S/\sqrt{B}$ pour notre analyse est, d'après la table 7.9, de 18.9% (JLIP et SLT combiné), alors que pour CDF il est de 17.8%. En se ramenant à la même luminosité, CDF aurait un rapport environ égal à $17.8 \times \sqrt{226/162} \approx 21\%$. La légère différence avec notre chiffre étant probablement due au fait qu'il est plus avantageux, encore une fois, de combiner les deux saveurs de leptons que les deux types d'étiquetage.

7.8 Conclusion et perspectives

Ce chapitre était consacré à la description des étapes finales d'analyse sur la recherche du *single top* dans le canal électron+jets. Les résultats des recherches séparées en voie s et t et de la recherche combinée correspondant à la somme des deux processus ont été présentés. Afin d'augmenter la sensibilité, nous avons effectué, pour chaque recherche, deux analyses orthogonales avec deux algorithmes d'étiquetage différents : JLIP et SLT. Le premier recherche des particules à grande durée de vie et le deuxième recherche des muons dans les jets. Le fond après présélection est dominé par les processus W+jets (voir chapitre 6). Deux méthodes complètement indépendantes ont été utilisées pour estimer ce fond après étiquetage. La première est basée uniquement sur les données réelles et la deuxième sur la simulation (hormis pour les efficacités d'étiquetage qui ont été estimées grâce aux données réelles). L'accord entre ces deux méthodes est excellent pour JLIP, ce qui a permis de valider le résultat. Pour l'analyse SLT, une différence de l'ordre de 2σ entre les deux méthodes après coupure finale sur H_T (l'accord est bon avant coupure en H_T) est observée.

Deux méthodes ont été utilisées pour le fond QCD, qui est le deuxième fond le plus important après présélection. La première consiste à construire un lot de référence sur les données réelles, à le normaliser grâce à la méthode de la matrice et à appliquer les algorithmes d'étiquetage directement dans ce lot. La deuxième consiste à appliquer la méthode de la matrice directement dans le lot étiqueté. Un bon accord

entre les deux prédictions est observé.

Les limites sont obtenues après une coupure topologique sur la variable H_T égale à la somme des impulsions transverses des deux jets de plus grande impulsion transverse, de l'électron et de l'énergie transverse manquante. Elles sont résumées dans la table 7.13.

	Limites attendues/observées à 95% de niveau de confiance (pb)
voie s	11.3/14.3
voie t	21.5/27.7
voie s + voie t	19.8/28.0

TAB. 7.13 : *Limites attendues et observées obtenues en combinant les analyses JLIP et SLT avec 226.3 pb^{-1} de données.*

Les limites observées pour les sections efficaces de production en voie s, t et pour la recherche combinée sont de 14.3, 27.7 et 28.0 pb respectivement. Toutes sont plus grandes que les limites attendues du fait d'un excès d'événements dans le canal SLT. Pour la recherche en voie s, la limite attendue est meilleure que celles publiées jusqu'à présent.

La recherche ayant le meilleur rapport $S/\sqrt{B}$ est la recherche combinée. D'après la table 7.6 : $S/\sqrt{B} \approx 0.61$. En combinant ce résultat avec une analyse dans le canal muon+jets (pour lequel la statistique est sensiblement la même que pour le canal électron+jets), $S/\sqrt{B} \approx 0.61 \times \sqrt{2}$ devrait être environ 86.3%. Ainsi, avec la sensibilité actuelle, il faudrait environ 7.5 fb^{-1} pour obtenir un rapport $S/\sqrt{B}$ égal à 5. En utilisant les chiffres de CDF [186], cette expérience a besoin d'environ 7.4 fb^{-1} pour arriver à $S/\sqrt{B} = 5$. Les deux expériences présentent donc des sensibilités très comparables. Les luminosités nécessaires pour une découverte devraient être atteintes d'ici la fin du Run II.

Les calculs très simplifiés du paragraphe précédent ne prennent en compte ni les incertitudes systématiques ni les nombreuses améliorations prévisibles dans les techniques d'analyse. Pour le moment, l'incertitude la plus pénalisante est celle associée à l'étiquetage des jets de b, que ce soit par les TRF exclusives ou bien par les TRF inclusives. Avec une statistique accrue, il devrait être possible d'avoir une meilleure compréhension des TRF inclusives en les appliquant sur des lots de contrôle de grande taille (les incertitudes statistiques limitaient les comparaisons dans cette thèse).

L'incertitude associée aux TRF exclusives pour JLIP est très grande. Il devrait être possible de la réduire très fortement avec la statistique importante dont commence à disposer l'expérience. Il n'est d'ailleurs pas certain que les analyses ultérieures aient besoin des TRF exclusives car des améliorations importantes ont été apportées à la simulation et il devrait être possible bientôt d'appliquer l'algorithme JLIP directement sur les jets simulés. Toujours en ce qui concerne l'étiquetage, des études sont en cours sur la combinaison de différents algorithmes, ce qui devrait permettre d'obtenir un meilleur rapport entre l'efficacité pour les jets de b et l'efficacité pour les jets de quarks légers.

Des améliorations sont également à prévoir au niveau du calcul des limites. Des techniques d'ajustement semblables à celles utilisées dans CDF sont actuellement étudiées, ainsi que des réseaux de neurones permettant une discrimination très forte entre le signal et les bruits de fond [187]. Finalement, au niveau de la présélection, l'inclusion des événements dans lesquels l'électron est dans un des calorimètre bouchon et la réduction du seuil en impulsion transverse des jets de 8 GeV/c à 6 GeV/c devrait permettre d'augmenter l'acceptance de manière significative.

Après son observation très probable au Tevatron d'ici 2007-2008, le *single top* sera étudié avec une grande précision au LHC. Les luminosités instantanées attendues y sont de $1 \cdot 10^{33}$ cm^{-2}s^{-1} pour le régime à basse luminosité (3 premières années) et de $1 \cdot 10^{34}$ cm^{-2}s^{-1} pour le régime à haute luminosité [188]. Le temps effectif étant d'environ 10^7 secondes par an, 30 fb^{-1} de données devraient être accumulées durant les trois premières années. Des études menées par la collaboration ATLAS [189, 190] ont permis de montrer qu'avec une telle luminosité instantanée, des précisions de 7.5%, 11% et environ 50% peuvent être atteintes respectivement sur les sections efficaces de production en voies s, t et pour la production associée Wt. Ces incertitudes sont largement dominées par les incertitudes théoriques sur les PDF, les échelles de renormalisation et factorisation et la masse du top. Rappelons que le processus Wt n'est pas observable au Tevatron du fait de la faible énergie disponible dans le centre de masse par rapport à celle du LHC (voir section 2.3.4).

Conclusion

Le Tevatron est, à l'heure actuelle, le collisionneur possédant l'énergie dans le centre de masse la plus élevée. Il constitue donc un endroit privilégié pour tester le modèle standard, soit en recherchant les particules prédites par des théories plus fondamentales, soit en mesurant de manière précise certaines observables prédites par le modèle standard afin d'y déceler d'éventuelles déviations. Parmi ces observables se trouve la section efficace de production du quark top par interaction faible. Il y a deux processus principaux de production du quark top par interaction faible (ou *single top*) au Tevatron, l'un en voie s et l'autre en voie t. Tous deux sont caractérisés par la présence d'un W venant de la désintégration du top et de jets issus de l'hadronisation de quarks b dans l'état final. Leurs sections efficaces sont si faibles et leurs topologies si proches de celles des bruits de fond dominants (QCD et W+jets) qu'il n'a pas été possible de les observer lors des premières recherches effectuées durant le Run I du Tevatron à la fin des années 1990. La recherche du *single top* avec désintégration du W en un électron et un neutrino a constitué l'objet de cette thèse. Les données analysées sont celles enregistrées par le détecteur DØ entre 2002 et 2004.

En amont du travail d'analyse, des études sur le bruit dans le calorimètre ont été effectuées. Il a été montré que les couches hadroniques grossières du calorimètre sont particulièrement bruyantes et donnent naissance à des "jets de bruit", c'est-à-dire des amas d'énergie reconstruits par l'algorithme de cône composés essentiellement de bruit. Un traitement spécial des couches hadroniques grossières a donc été mis en place dans l'algorithme de cône. Il permet de réduire environ de moitié le nombre de jets de bruit. Un algorithme de plus bas niveau intervenant avant la reconstruction des objets physiques a également été étudié : l'algorithme T42. Cet algorithme a pour but de réduire l'impact du bruit électronique sur la reconstruction des objets physiques en rejetant dynamiquement les cellules les moins énergétiques et les plus isolées dans le calorimètre. Il a été montré que l'algorithme T42 permet de réduire l'impact du bruit dans le calorimètre de manière importante sans dégradation notable de signal.

L'analyse de recherche de la production électrofaible du quark top présentée dans ce mémoire est basée sur 226 pb^{-1} de données. Elle consiste à identifier dans un premier temps l'électron et le neutrino, et dans un deuxième temps les jets de quarks b. Afin d'augmenter la sensibilité, deux analyses orthogonales avec deux algorithmes d'étiquetage des jets de b ont été effectuées puis combinées. Aucun signal n'a été mis en évidence. Les limites observées à 95% de niveau de confiance sur les sections efficaces de production sont de 14.3 pb pour la voie s, 27.7 pb pour la voie t et 28.0 pb pour la somme des deux voies.

Les performances actuelles du Tevatron sont très bonnes. Des records de luminosité instantanée sont battus régulièrement . De son côté, la collaboration DØ ne cesse d'affiner sa compréhension du détecteur. Des améliorations significatives sont fréquemment apportées au programme d'acquisition en-ligne et au programme de reconstruction hors-ligne. Ainsi, la quantité et la qualité des données augmentant rapidement, la découverte du *single top* au Tevatron ne semble être qu'une question d'années voire de mois. Par la suite, la mesure des sections efficaces de production dans les voies s et t et les études de polarisation du quark top possibles grâce à ces processus permettront peut être alors d'apercevoir, pour la première fois, des phénomènes non prédits par le modèle standard, avant que le LHC étudie plus précisément ces processus.

Bibliographie

[1] D.P. Barber *et al.*, Phys. Rev. Lett. **43**, 830 (1979).

[2] G. Arnison *et al.* (collaboration UA1), Phys. Lett. **B122**, 103 (1983) ; G. Arnison *et al.* (collaboration UA1), Phys. Lett. **B126**, 398 (1983) ; M. Banner *et al.* (collaboration UA2), Phys. Lett. **B122**, 476 (1983) ; P. Bagnaia *et al.* (collaboration UA2), Phys. Lett. **B129**, 130 (1983) ; G. Arnison *et al.* (collaboration UA1), Phys. Lett. **122B**, 469 (1984) ; G. Albajar *et al.* (collaboration UA1), Phys. Lett. **185B**, 469 (1987) ; G. Arnison *et al.* (collaboration UA1), Phys. Lett. **B147**, 241 (1983).

[3] LEP Electroweak Working Group and SLD Electroweak and Heavy Flavor Groups, Résultats (Draft 0.0) du 9 Septembre 2004 disponibles sur : http ://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/

[4] S. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961) ; S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967) ; A. Salam, *Nobel Symposium No. 8*, ed. N. Svartholm, Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968.

[5] P.W. Higgs, Phys. Lett. **12** 132 (1964) ; Phys. Rev. Lett. **13**, 508 (1964) ; Phys. Rev. **145**, 1156 (1966) ;
F. Englert et R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13**, 321 (1964).

[6] M. Kobayashi et T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).

[7] D.J. Gross et F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30**, 1343 (1973) ;
H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30**, 1346 (1973).

[8] http ://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/stanmod/summer2004/s04_ew.ps.gz

[9] E. Bloom *et al.*, Phys. Rev. Lett. **23**, 930 (1969) ;
M. Breidenbach *et al.*, Phys. Rev. Lett. **23**, 935 (1969).
J.L. Friedman et H.W. Kendall, Annual Reviews of Nuclear Science **22**, 203 (1972).

[10] J.D. Bjorken, Phys. Rev. **148**, 1467 (1966).

[11] J.D. Bjorken, Phys. Rev. **179**, 1547 (1969) ;
R.P. Feynman, Phys. Rev. Lett. **23**, 1415 (1969).

[12] R. Fish et O. Stern, Zeitschr. f. Phys. **85**, 4-16 (1933) ;
I. Estermann and O. Stern, Zeitschr. f. Phys. **85**, 17-24 (1933).

[13] D.J. Fox *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1540 (1974) ;
Y. Watanabe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **35** 898 (1975).

[14] V. N. Gribov et L. N. Lipatov, Yad. Fiz. **15**, 1218 (1972) ;
G. Altarelli et G. Parisi, Nucl. Phys. **B126**, 298 (1977) ;
Y. L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP **46**, 641 (1977).

[15] L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys, **23**, 338 (1976) ;
V.S. Fadin, E.A. Kuraev et L.N. Lipatov, Sov. Phys. JETP, **45**, 199 (1977) ;
I.I. Balitsky et L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys, **28**, 822, (1978).

[16] J. Pumplin, D. R. Stump, J. Huston, H. L. Lai, P. Nadolsky and W. K. Tung, J. High Energy Phys. **07** 012 (2002).

[17] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling, hep-ph/9409257 (1994).

[18] M. Gluck, E. Reya et A. Vogt, Phys. Rev. **D46**, 1973 (1992).

[19] T. Sjostrand et M. Bengtsson, Comput. Phys. Comm. **43**, 367 (1987).

[20] http ://hepwww.rl.ac.uk/theory/seymour/herwig/

[21] E. Ben-Haim, Thèse de Doctorat, Université de Paris VI (2005).

[22] M. Gell-Mann et G. Zweig, Phys.Lett. **8**, 214-215 (1964).

[23] J. J. Aubert *et al.*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1404 (1974) ;
J.E. Augustin *et al.*, Phys Rev Lett. **33**, 1406 (1974).

[24] S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani, Phys.Rev. **D2**, 1285-1292 (1970).

[25] Herb *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977).

[26] M.E. Peskin et D.V. Schroeder, Perseus Books (1995).

[27] S.L. Adler, Phys. Rev. **177**, 2426 (1969).

[28] J.S. Bell et R. Jackiw, Nuovo Cimento **60A**, 47 (1969).

[29] C. Quigg, Addison-Wesley (1983).

[30] L. H. Ryder, Cambridge (1985).

[31] P.J. Franzini, Phys. Rep. **173**, 1-62 (1989).

[32] E. Elsen *et al.* (collaboration JADE), Z. Physik **C46**, 349-359 (1990) ;
H. J. Behrend *et al.* (collaboration CELLO), Z. Physik **C47**, 333-342 (1990) ;
A. Shimonaka *et al.* (collaboration TOPAZ), Phys. Lett. **B268**, 457-464 (1991).

[33] A. Bean *et al.*. (collaboration CLEO), Phys. Rev. **D35**, 3533-3536 (1987) ;
C. Albajar *et al.*. (collaboration UA1), Phys. Lett. **B262**, 163-170 (1991).

[34] D. Schaile (pour les collaborations LEP ALEPH, DELPHI, L3, OPAL et le LEP *Electroweak Working Group*), présentation *27th International Conference on High Energy Physics*, Glasgow (1994).

[35] Collaborations LEP, LEPEWWG, SLD *Electroweak and Heavy Flavor Groups*, hep-ph/0003033 (2003).

[36] //R. Bonciani *et al.*, Nucl. Phys. **B529**, 424 (1998) ;
N. Kidonakis et R. Vogt, CAVENDISH-HEP-03-22 (2003) ;
M. Cacciari *et al.*, J. High Energy Phys. **04**, 068 (2004).

[37] S. Eidelman *et al.* (Particle Data Group), Phys. Lett. **B592**, 1 (2004).

[38] A. Ahmadov *et al.*, hep-ph/0003033 (2000).

[39] I. I. Y. Bigi, Yu L. Dokshitzer, V. A. Khoze, J. H. Kuhn et P. Zerwas, Phys. Lett. **B181**, 157 (1986) ;
L. H. Orr et J. L. Rosner, Phys. Lett. **B246**, 221 (1990).

[40] F.Abe *et al.* (collaboration CDF), Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995).

[41] S.Abachi *et al.* (collaboration DØ), Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995).

[42] V. M. Abazov *et al.*, Nature **429**, 638 (2004).

[43] http ://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/

[44] A. Heister *et al.* (collaboration ALEPH), Phys. Lett. **B252**, 191-205 (2002) ;
J. Abdallah *et al.* (collaboration DELPHI), Eur. Phys. J. **C 32**, 145-183 (2004) ;
G. Abbiendi *et al.* (collaboration OPAL), Eur. Phys. J. **C26** 479-503 (2003) ;
B. Adeva *et al.* (collaboration L3), Phys. Lett. **B517** 319-331 (2001) ;
Collaborations ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL et *The LEP working Group for Higgs Boson Searches*, Phys. Lett. **B565**, 61-75 (2003).

[45] B.W. Harris, E. Laenen, L. Phaf, Z. Sullivan and S. Weinzierl, Phys. Rev. **D66** (2002).

[46] M.C. Smith and S. Willenbrock, Phys. Rev **D54**, 6696 (1996).

[47] T. Stelzer, Z. Sullivan and S. Willenbrock, Phys. Rev. **D56**, 5919 (1997).

[48] J. Campbell, R.K. Ellis et F. Tramontano, hep-ph/0408158 (2004).

[49] T.P. Tait, hep-ph/9909352 (1999).

[50] Z. Sullivan, hep-ph/0408049 (2004).

[51] Z. Sullivan, communication privée.
Z. Sullivan, Phys. Rev. **D 66**, (2002).

[52] B. Abbott *et al.* (collaboration DØ), Phys. Rev. **D63**, (2001).

[53] V.M. Abazov *et al.* (collaboration DØ), Phys. Lett. **B517**, 282 (2001).

[54] B. Acosta *et al.* (collaboration CDF), Phys. Rev. **D65**, (2002).

[55] E. Boos *et al.*, Phys. Lett. **B326**, (1994).

[56] S. Moretti and K. Odagiri, Phys. Rev. **D57**, 3040 (1998).

[57] J. Ferrando, Eur. Phys. J. **C33** (2004).

[58] V.M. Abazov *et al.* (collaboration DØ), accepté par Phys. Rev. Lett. (2005), hep-ex/0410062.

[59] T. Affolder *et al.* (collaboration CDF), Phys. Rev. Lett. **86** 3233 (2001) ;
A.P. Heinson, hep-ex/9707026 (1997).

[60] C. Clement, R. Demina, T. Golling, A. Juste, S. Greder, A. Khanov, S. Lager, F. Rizatdinova, E. Shabalina et J. Strandberg, DØ Notes 4585 et 4586 (2004).

[61] S. Mrenna et C.-P. Yuan, Phys. Rev. **D46**, 1007 (1992) .

[62] T. Stelzer, Z. Sullivan and S. Willenbrock, hep-ph/9807340 (1998).

[63] R.D. Peccei, X. Zhang, Nucl. Phys. **B337**, 269-283 (1990).

[64] T. Tait and C. P. Yuan, hep-ph/0007298 (2000) et références incluses.

[65] T.P. Tait, présentation à CTEQ summer school, 2004.

[66] T.P. Tait, discussion privée.

[67] T. Skwarnickitalk à ICHEP98, Vancouver, Canada (1998) ;
M. Alam *et al.* (collaboration CLEO), Phys. Rev. Lett. **74**, 2885 (1998).

[68] F. Larios, M.A. Pérez et C.P. Yuan, Phys. Lett. **B457**, 334 (1996).

[69] T. Han, R.D. Peccei et X. Zhang, Nucl. Phys. **B454**, 527 (1995).

[70] R.S. Chivukula, E.H. Simmons et J. Terning, Phys. Rev. **3**, 5258 (1996) ;
S. Nandi, Nandi, Phys. Lett. **B383**, 345 (1996) ;
E. Malkawi, T.P. Tait et C.P. Yuan, Phys. Lett. **B385**, 304 (1996).

[71] E. Malkawi et C.P. Yuan, Phys. Rev. **D91**, (2000).

[72] H.J. He et C.P. Yuan, Phys. Rev. Lett. **83**, 28 (1999).

[73] G. Mahlon, hep-ph/9811219 (1998).

[74] G. Mahlon et S. Parke, Phys. Rev. **D55**, 7249 (1997).

[75] E.E. Boos et A.V. Sherstnev, hep-ph/0201271 (2002).

[76] T. Tait et C. P. Yuan, hep-ph/9710372 (1997).

[77] S.W. Herb *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39** , 252-255 (1977).

[78] B.Baller *et al.* (collaboration DONUT), Nucl. Phys. **B98**, 43 (2001).

[79] *Run II Handbook*, Mars 2001,
http ://www-ad.fnal.gov/runII/index.html
Run II Upgrade Project,
http ://www-bd.fnal.gov/run2upgrade/

[80] http ://www-lib.fnal.gov/archive/1997/tm/TM-1991.html

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

[82] http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/presentations/tutorial.ps

[83] D. McGinnis, Présentation en séminaire joint expérimental et théorique du 8 Mars 2001, *Tevatron Collider Luminosity Upgrade*,
http ://www-ad.fnal.gov/runII/wc_run2b.pdf
P.H. Garbincius, hep-ex/0406013 et présentation aux rencontres de Moriond du 21 au 28 Mars 2004.
http ://moriond.in2p3.fr/EW/2004/transparencies/1_Monday/1_1_morning/1_1_4_Garbincius/Garbincius.pdf

[84] M. Klute, Thèse de Doctorat, Université de Bonn (2004),
http ://www-d0.fnal.gov/results/publications_talks/thesis/klute/thesis.pdf

[85] M. Demarteau, DØ Note 4415 (2004).

[86] D. Adams *et al.*, DØ Note 4164 (2003).

[87] http ://www-d0.fnal.gov/solenoid/

[88] R.J. Hooper et G. Landsberg, DØ Note 4230 (2003).

[89] U. Amaldi, CERN preprint EP/80-212 (1980).

[90] C.W. Fabjan, W. Struczinski, W.J. Willis, C. Kourkoumelis, A.J. Lankford et P. Rehak, Nucl. Inst. Meth. **141**, 61-80 (1977).

[91] L. Sawyer, K. De, P. Draper, E. Gallas, J. Li, M. Sosebee, R.W. Stephens et A. White, DØ Note 2686 (1996).

[92] R. Wigmans, Nucl. Inst. Meth. **A259**, 389-429 (1987).

[93] S. Abachi *et al.* (collaboration DØ), Nucl. Instrum. Meth. **A324**, 53 (1993).

[94] R. Zitoun, DØ Note 3997 (2002).

[95] *Calorimeter Electronics Upgrade for Run 2*,
http ://www-d0.fnal.gov/hardware/cal/intro/tdr/tdrformat.htm
R. Zitoun, DØ Note 3997 (2002).

[96] S. Beauceron, Thèse de Doctorat, Université de Paris VI (2004).

[97] D. Denisov, DØ Note 4440 (2004).

[98] http ://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/muon/muon_algo.html

[99] F. Deliot, Thèse de Doctorat, CEA-Saclay (2002),
http ://www-d0.fnal.gov/results/publications_talks/thesis/deliot/these.ps

[100] E. Nurse et P. Telford, DØ Note 4231 (2003).

[101] J. Qian, FERMILAB PAC, 13 décembre 2003.
http ://www.fnal.gov/directorate/program_planning/Dec2003PACPublic/Qian_D0_Presentation.pdf

[102] *Technical Design Report*, http ://www.pa.msu.edu/hep/d0/l1/framework/index.html

[103] D. Edmunds, S.Gross, P. Laurens, J. Linnemann et R. Moore, DØ Note 3402.

[104] R. Angstadt *et al.*, Transactions on Nuclear Science, Vol 51, No.3, 2004 (454).

[105] S. Baffioni, Thèse de Doctorat, Université de la Méditerannée (2003),
http ://www-d0.fnal.gov/results/publications_talks/thesis/baffioni/thesis.ps
S. Protopopescu, S. Baffioni et E. Nagy, DØ Note 3979 (2002).

[106] http ://www-d0.fnal.gov/computing/sam/

[107] R. Brun et F. Rademakers, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys. Res. **A 389** 81-86 (1997).
voir aussi http ://root.cern.ch/

[108] http ://www-d0.fnal.gov/ serban/tmb_tree/

[109] http ://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/working_group/data_format/

[110] *TrigSim documentation*, http ://www-d0.fnal.gov/computing/trigsim/general/docs.html

[111] A. Khanov, DØ Note 3778 (2000).

[112] G. Borissov, Présentation en réunion *All DØ Meeting* le 28 février 2003.
http ://www-d0.fnal.gov/global_tracking/talks/

[113] G. Hesketh, DØ Note 4079 (2003).

[114] H. Greenlee, DØ Note 4303 (2003).

[115] A. Khanov, Thèse de Doctorat, Université de Rochester,
http ://www-d0.fnal.gov/results/publications_talks/thesis/name.html#J-L

[116] A. Garcia-Bellido, S. Lager, F. Rizatdinova, A. Schwartzman and G. Watts, DØ Note 4320 (2004).

[117] A. Schwartzman et M. Narain, DØ Note 4042 (2002).

[118] A. Schwartzman et M. Narain, DØ Note 4081 (2003),
http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/bid/d0_private/certification/p13/secvertex/secvertex_v2.html

[119] C. Clément *et al.*, DØ Note 4350 (2004).

[120] *Top Group Production*, DØ Note 4419 (2004).

[121] G. C. Blazey *et al.*, hep-ex/0005012.

[122] F. Beaudette et J.F. Grivaz, DØ Note 3976 (2002).

[123] S. Crepe-Renaudin, DØ Note 4023 (2002).

[124] S. Kermiche, A. Cothenet et M.C. Cousinou, présentation en réunion *Calorimeter Workshop* du 12 Février 2003.

[125] S. Jain, DØ Note 4402 (2004).

[126] http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/certification/main_v5_0.html

[127] J. Kozminski *et al.*, DØ Note 4449 (2004).

[128] C.E. Gerber, E.K. Shabalina et G. Otero y Garzon, DØ Note 4655 (2004).

[129] http ://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/d0_private/wg/production/analysis_summer04/

[130] R. Akers *et al.* (collaboration OPAL), Z. Phys. **C63**, 197 (1994).

[131] S. D. Ellis, J. Huston and M. Tonnesmann, ed. N. Graf, eConf **P513** (2001), hep-ph/0111434.

[132] J. Krane, présentations données aux réunions Jet/MET les 10 July 2002 et 29 August 2002,
http ://www-d0.fnal.gov/%7Ed0upgrad/d0_private/software/jetid/meetings2002/Jul10/krane.ppt
http ://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/qcd/publications/talks_2002/krane_jetmet29aug02_lost_jets.ppt

[133] E. Busato, présentation donnée à la réunion CALGO le 11 Mai 2004, *Jet p_T threshold in d0reco*
http ://www-d0.hef.kun.nl///askArchive.php ?base=agenda&categ=a04823&id=a04823s3t5/transparencies/calgo.ps

[134] S. Catani, Y. L. Dokshitzer, M. Olsson, G. Turnock et B.R. Webber, Phys. Lett. **B260**, 432 (1991).

[135] http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/d0_private/jes.html

[136] E. Busato, F. Deliot, R. Hauser, J. Stark, R. Stroehmer, P. Verdier, M. Verzocchi, DØ Note 4646 (2004).

[137] Tobias Golling, DØ Note XXXX (non attribué) (2004)
http ://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/private/internal_PubsReview.html

[138] A.S.Belyaev *et al.*, *CompHEP - Pythia interface*, hep-ph/0101232.

[139] G. Bernardi, M. Kado, DØ Note 4039 (2003).

[140] G.Bernardi, B. Olivier, B. Knuteson, M. Strovink, DØ Note 3687 (1999).
G. Bernardi, S. Trincaz-Duvoid, DØ Note 4057 (2002).

[141] N. Denisenko, DØ Note 1853 (1993).

[142] J. Stark, DØ Note 4267 (2003).

[143] J. Stark, DØ Note 4268 (2003).

[144] L. Duflot, V. Shary, R. Zitoun et I. Torchiani, DØ Note 4614 (2004).

[145] P. Petroff, présentation à la réunion DØ france le 8/11/2004
http ://d0-france.in2p3.fr/D0France04bis/talk/petroff.ppt

[146] E. Busato, présentation donnée à la réunion JetMet le 7/11/02, *First look at noise in cal towers and negative energy cells in jets*.

[147] U. Bassler, G. Bernardi, DØ Note 4124 et références incluses.

[148] J.R. Vlimant, U. Bassler, G. Bernardi, S. Trincaz-Duvoid, DØ Note 4146 (2003).

[149] U. Bassler, Thèse d'Habilitation à Diriger des Recherches, Université de Paris VI (2004).

[150] E. Busato, présentation donnée à la réunion JetMet le 21 Décembre 2004, *Noise/Negative cells in Jets / p13*,
http ://www-d0.fnal.gov/%7Ed0upgrad/d0_private/software/jetid/meetings2002/Nov21/busato.ppt
E. Busato, présentation donnée à la réunion JetMet le 4 Décembre 2004, *Update on noise studies on jets*
http ://www-d0.fnal.gov/%7Ed0upgrad/d0_private/software/jetid/meetings2002/Dec4/busato.ppt

[151] E. Busato, J.R. Vlimant, présentation donnée au *Workshop* DØ , Beaune 2003.
http ://www-d0.fnal.gov/computing/data_quality/beaunewksp/Cal/beaune-jean-roch-emmanuel.ppt

[152] J. Stark, présentation donnée au meeting CALGO le 11/11/2003, *On T42 in the reconstruction of* $J/\psi \to e^+e^-$.
http ://www-d0.hef.kun.nl///fullAgenda.php ?ida=a03572&fid=64

[153] G. Bernardi, E. Busato. J.R. Vlimant, DØ Note 4335 (2004).

[154] E. Busato, présentation donnée à la réunion JetMet le 08/07/03, *"Effet of t42 algorithm on jets"*,
http ://www-d0.fnal.gov/~ d0upgrad/d0_private/software/jetid/meetings2003/Apr08/busato.ppt

[155] E. Busato, présentation donnée à la réunion JetMet le 24/04/03, *"T42 and jets (update)"*,
http ://www-d0.fnal.gov/~ d0upgrad/d0_private/software/jetid/meetings2003/Apr24/busato.ps

[156] E. Busato, présentation donnée au meeting JetMet le 3/04/03, *Effect of T42 on Jets*,
http ://www-d0.fnal.gov/%7Ed0upgrad/d0_private/software/jetid/meetings2003/Apr3/busato.ppt

[157] M. Agelou, présentation donnée à la réunion JES le 21/07/04, *Jet Energy Resolution for 0.5 cone jets with JetCorr5.3* http ://www-d0.hef.kun.nl///fullAgenda.php ?ida=a041234&fid=30

[158] M. Mangano *et al.*, hep-ph/0206293 (2002).

[159] http ://mcfm.fnal.gov/

[160] J.M. Campbell et R.K. Ellis, Phys. Rev. **D60** 113006 (1999).

[161] http ://www.pa.msu.edu/ pineiro/onetop/onetop_welcome.html

[162] S.R. Slabospitsky et L. Sonnenschein, Comput. Phys. Commun. **148**, 87 (2002).

[163] http ://madgraph.physics.uiuc.edu/

[164] http ://www.ifh.de/ pukhov/comphep.html

[165] E. Boos, L. Dudko, V. Savrin et A. Sherstnev en préparation ;
E. Boos, L. Dudko et V. Savrin, CMS Note 2000/065.

[166] Z. Sullivan, http ://home.fnal.gov/ zack/ZTOP/ZTOP.html

[167] E. Boos, présentation donnée au workshop TeV4LHC le 01/12/2004,
http ://agenda.cern.ch/fullAgenda.php ?ida=a045404

[168] http ://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/status/p14.html

[169] http ://www-clued0.fnal.gov/ pverdier/d0_private/MetRunSel/

[170] E. Busato, S. Kulik, J. Strandberg et S. Anderson,
http ://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/d0_private/wg/top_analyze/top_analyze_documentation.html

[171] http ://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/d0_private/wg/singletop/singletop_corrmc_strad.html

[172] http ://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/d0_private/wg/singletop/singletop_corrmc_strad.html

[173] M. Agelou *et al.*, DØ Note 4512 (2004).

[174] J.R. Vlimant, DØ Note 4654 (2004).

[175] S. Greder, Thèse de Doctorat, Université de Louis Pasteur (2004).

[176] Collaboration DELPHI, *b-tagging in DELPHI at LEP*, CERN-EP-Paper 294, European Organization for nuclear research.

[177] Collaboration ALEPH, Nucl. Instr. Meth. **A378**, 57 (1996).

[178] B. Clément *et al.*, DØ Note 4159 (2004).

[179] J. Campbell, communication privée.

[180] T. Edwards *et al.*, FERMILAB-TM-2278-E

[181] Z. Sullivan, communication privée.

[182] C. Clément *et al.*, DØ Note 4682 (2004).

[183] R. Demina, T. Golling, A. Juste, A. Khanov, F. Rizatdinova, E. Shabalina et J. Strandberg, DØ Note 4141 (2003).

[184] R. Schwienhorst et E. Perez, DØ Note 4597 (2004).

[185] http ://www-d0.fnal.gov/d0dist/dist/releases/development/top_statistics/doc/top_statistics.html

[186] D. Acosta *et al.* (collaboration CDF), Phys. Rev. **D71**, (2005).

[187] M. Agelou *et al.*, DØ Note 4670 (2004).

[188] http ://edms.cern.ch/cedar/plsql/navigation.tree ?top=CERN-0000020013&open=CERN-0000020016&expand_open=Y

[189] ATLAS TDR (1999), CERN/LHCC 99-15.

[190] D. O'Neil, Thèse de Doctorat, Université de Victoria (1999).

[191] E. Barberis, T. Golling, I. Iashvili, A. Juste, A. Quadt et P. Schieferdecker, DØ Note 4564 (2004).

Annexe A

Méthode de la matrice

La méthode de la matrice et le calcul d'incertitude associé font l'objet d'une description détaillée dans [191]. Un bref résumé en est donné ici.

Description de la méthode

Considérons un lot de données obtenu en appliquant les coupures de présélection "standard". Ce lot contient à la fois des événements QCD multijets dans lesquels un jet a passé les coupures d'identification de l'électron et des événements contenant des "vrais" électrons : $t\bar{t}$, $W + jets$, dibosons, *single top*, Z, etc... que nous rassemblons sous le nom $vrai - e$. La méthode de la matrice permet de séparer ces deux contributions. Pour ceci il faut en fait définir deux niveaux de présélection, un que nous appelons *loose* et un autre, contenu dans le lot *loose*, que nous appelons *tight*. Les probabilités pour que des événements QCD et $vrai - e$ passent du lot *loose* au lot *tight* sont notées ε_{QCD} et ε_{sig} respectivement. Nous avons donc :

$$\begin{aligned} N_{loose} &= N_{vrai-e} + N_{QCD} \\ N_{tight} &= \varepsilon_{sig} N_{vrai-e} + \varepsilon_{QCD} N_{QCD} \end{aligned} \tag{A.1}$$

où N_{loose} (N_{tight}) est le nombre d'événements dans le lot *loose* (*tight*) et où N_{vrai-e} et N_{QCD} sont les nombres d'événements contenant des vrais et des faux électrons respectivement. La connaissance de ε_{QCD} et ε_{sig} nous permet, en inversant le système linéaire A.1, d'extraire les nombres d'événements QCD et $vrai - e$ dans le lot *tight* :

$$N_{vrai-e}^{tight} = \varepsilon_{sig}\ N_{vrai-e} = \varepsilon_{sig}\ \frac{N_{tight} - \varepsilon_{QCD} N_{loose}}{\varepsilon_{sig} - \varepsilon_{QCD}} \tag{A.2}$$

$$N_{QCD}^{tight} = \varepsilon_{QCD}\ N_{QCD} = \varepsilon_{QCD}\ \frac{\varepsilon_{sig} N_{loose} - N_{tight}}{\varepsilon_{sig} - \varepsilon_{QCD}} \tag{A.3}$$

Erreur sur N_{vrai-e}^{tight} et N_{QCD}^{tight}

Le calcul des erreurs donne, dans le cas d'une statistique gaussienne :

$$\Delta N_{vrai-e}^{tight} = \sqrt{\left(\frac{\partial N_{vrai-e}^{tight}}{\partial \varepsilon_{sig}}\right)^2 \cdot \Delta\varepsilon_{sig}^2 + \left(\frac{\partial N_{vrai-e}^{tight}}{\partial \varepsilon_{QCD}}\right)^2 \cdot \Delta\varepsilon_{QCD}^2 + \left(\frac{\partial N_{vrai-e}^{tight}}{\partial N_1}\right)^2 \cdot \Delta N_1^2 + \left(\frac{\partial N_{vrai-e}^{tight}}{\partial N_2}\right)^2 \cdot \Delta N_2^2}$$

$$\Delta N_{QCD}^{tight} = \sqrt{\left(\frac{\partial N_{QCD}^{tight}}{\partial \varepsilon_{sig}}\right)^2 \cdot \Delta\varepsilon_{sig}^2 + \left(\frac{\partial N_{QCD}^{tight}}{\partial \varepsilon_{QCD}}\right)^2 \cdot \Delta\varepsilon_{QCD}^2 + \left(\frac{\partial N_{QCD}^{tight}}{\partial N_1}\right)^2 \cdot \Delta N_1^2 + \left(\frac{\partial N_{QCD}^{tight}}{\partial N_2}\right)^2 \cdot \Delta N_2^2}$$

où N_1 et N_2 sont des variables indépendantes données par :

$$\begin{aligned} N_1 &= N_{loose} - N_{tight} \\ N_2 &= N_{tight} \end{aligned} \tag{A.4}$$

$\Delta N_1 = \sqrt{N_1}$ et $\Delta N_2 = \sqrt{N_2}$.
$\Delta\varepsilon_{sig}$ et $\Delta\varepsilon_{QCD}$ sont mesurés sur les données.

Annexe B

Approche Bayesienne pour le calcul de limite

La méthode utilisée pour le calcul de limites est décrite dans cette annexe. C'est une méthode bayesienne qui consiste à déterminer la densité de probabilité de la section efficace du signal recherché (σ_{sig}) étant donné le nombre d'événements observés dans les données réelles (N_{obs}) : P($\sigma_{\text{sig}} \mid N_{\text{obs}}$). Cette densité est obtenue à l'aide du théorème de Bayes :

$$P(n_{\text{pred}}|N_{\text{obs}}) = \frac{P(N_{\text{obs}}|n_{\text{pred}})P(n_{\text{pred}})}{P(N_{\text{obs}})} \tag{B.1}$$

La section efficace σ_{sig} est contenue dans le nombre d'événements prédits n_{pred} :

$$n_{\text{pred}} = a_{\text{sig}} \cdot \mathcal{L} \cdot \sigma_{\text{sig}} + \sum_{s=1}^{N} y_s \tag{B.2}$$

où a_{sig} est l'acceptance sur le signal, $\mathcal{L}$ la luminosité intégrée, y_s est le nombre d'événements prédits pour le bruit de fond s, et N le nombre de bruits de fond. Il est d'usage d'introduire la luminosité effective $a'_{sig} = a_{sig} \cdot \mathcal{L}$. La probabilité d'observer N_{obs} événements sachant que nous en attendons n_{pred} est donnée par une loi de Poisson :

$$P(N_{\text{obs}}|n_{\text{pred}}) \;=\; P\left(N_{\text{obs}}|\sigma_{\text{sig}}, a'_{\text{sig}}, \sum_{s=1}^{N} y_s\right) = \frac{e^{-n_{\text{pred}}}\;(n_{\text{pred}})^{N_{\text{obs}}}}{N_{\text{obs}}!} \tag{B.3}$$

La probabilité de prédire un nombre n_{pred} d'événements s'écrit de la manière suivante :

$$P(n_{\text{pred}}) = P\left(\sigma_{sig}, a'_{sig}, \sum_{s=1}^{N} y_s\right) \quad = \quad P\left(\sigma_{sig}\right) \times P\left(a'_{sig}, \sum_{s=1}^{N} y_s\right)$$

$P(n_{\text{pred}})$ peut s'écrire comme le produit de la probabilité pour la section efficace σ_{sig} et de la probabilité pour les autres quantités prédites $P\left(a'_{sig}, \sum_{s=1}^{N} y_s\right)$ car ces variables ne sont pas corrélées. La probabilité $P\left(\sigma_{sig}\right)$ est supposée constante dans un intervalle $[0, \sigma_{max}]$ suffisamment large pour que la probabilité P($\sigma_{\text{sig}} \mid N_{\text{obs}}$) soit négligeable pour $\sigma_{sig} > \sigma_{max}$. La probabilité combinée pour les autres variables est donnée par une distribution gaussienne multi-dimensionnelle :

$$P\left(a'_{sig}, \sum_{s=1}^{N} y_s\right) = \text{Gaussienne}\left(c, C, \Sigma_C\right) \tag{B.4}$$

où :

$$c = \begin{pmatrix} a' \\ y_1 \\ y_2 \\ . \\ . \\ . \\ y_N \end{pmatrix}, \qquad C = \begin{pmatrix} A' = A^{\mathrm{sigMC}}\mathcal{L} \\ Y_1 \\ Y_2 \\ . \\ . \\ . \\ Y_N \end{pmatrix} \tag{B.5}$$

C correspond aux valeurs prédites pour l'acceptance et les bruits de fond, c est la variable aléatoire et Σ_C est la matrice de covariance pour la gaussienne multi-dimensionnelle. Cette matrice prend en compte toutes les corrélations entre les incertitudes sur l'acceptance et les bruits de fond.

La probabilité P($\sigma_{\mathrm{sig}} \mid N_{\mathrm{obs}}$) est finalement donnée par :

$$P(\sigma_{\mathrm{sig}}|N_{\mathrm{obs}}) = \int_{a'_{sig}} \int_{y_1} \int_{y_2} ... \int_{y_3} P\left(\sigma_{\mathrm{sig}}, a'_{sig}, \sum_{s=1}^{N} y_s | N_{\mathrm{obs}}\right) \tag{B.6}$$

La limite sur la section efficace à 95% de niveau de confiance, notée $\sigma_{\mathrm{sig}}^{95}$, est obtenue en résolvant :

$$\int_0^{\sigma_{\mathrm{sig}}^{95}} P(\sigma_{\mathrm{sig}}|N_{\mathrm{obs}}) \cdot d\sigma_{\mathrm{sig}} = 0.95 \tag{B.7}$$

Les éléments de la matrice de corrélation sont donnés par :

$$\overline{\Delta y_i \Delta y_j} = \sum_k \sum_m \left(\frac{\partial f}{\partial w_{ik}} \frac{\partial f}{\partial w_{jm}}\right) \overline{\Delta w_{ik} \Delta w_{jm}} \tag{B.8}$$

où Δw_{ik} est l'incertitude de la source k pour le fond i. Dans l'analyse présentée dans cette thèse, les sources d'incertitudes sont séparées de sorte qu'elles soient complètement décorrélées entre elles. Par contre, les erreurs d'une source donnée sont corrélées à 100% entre les différents bruits de fonds. Ainsi, $\overline{\Delta w_{ik} \Delta w_{jm}} = \Delta w_{ik} \Delta w_{jm} \delta_{km}$. Nous avons donc :

$$\overline{\Delta y_i \Delta y_j} = y_i \cdot y_j \sum_k \left(\frac{1}{y_i} \frac{\partial f}{\partial w_{ik}} \Delta w_{ik}\right) \left(\frac{1}{y_j} \frac{\partial f}{\partial w_{jk}} \Delta w_{jk}\right) \tag{B.9}$$

$$= y_i \cdot y_j \sum_k \left(\frac{\Delta y_i}{y_i}\right)_{w_k} \left(\frac{\Delta y_j}{y_j}\right)_{w_k} \tag{B.10}$$

Annexe C

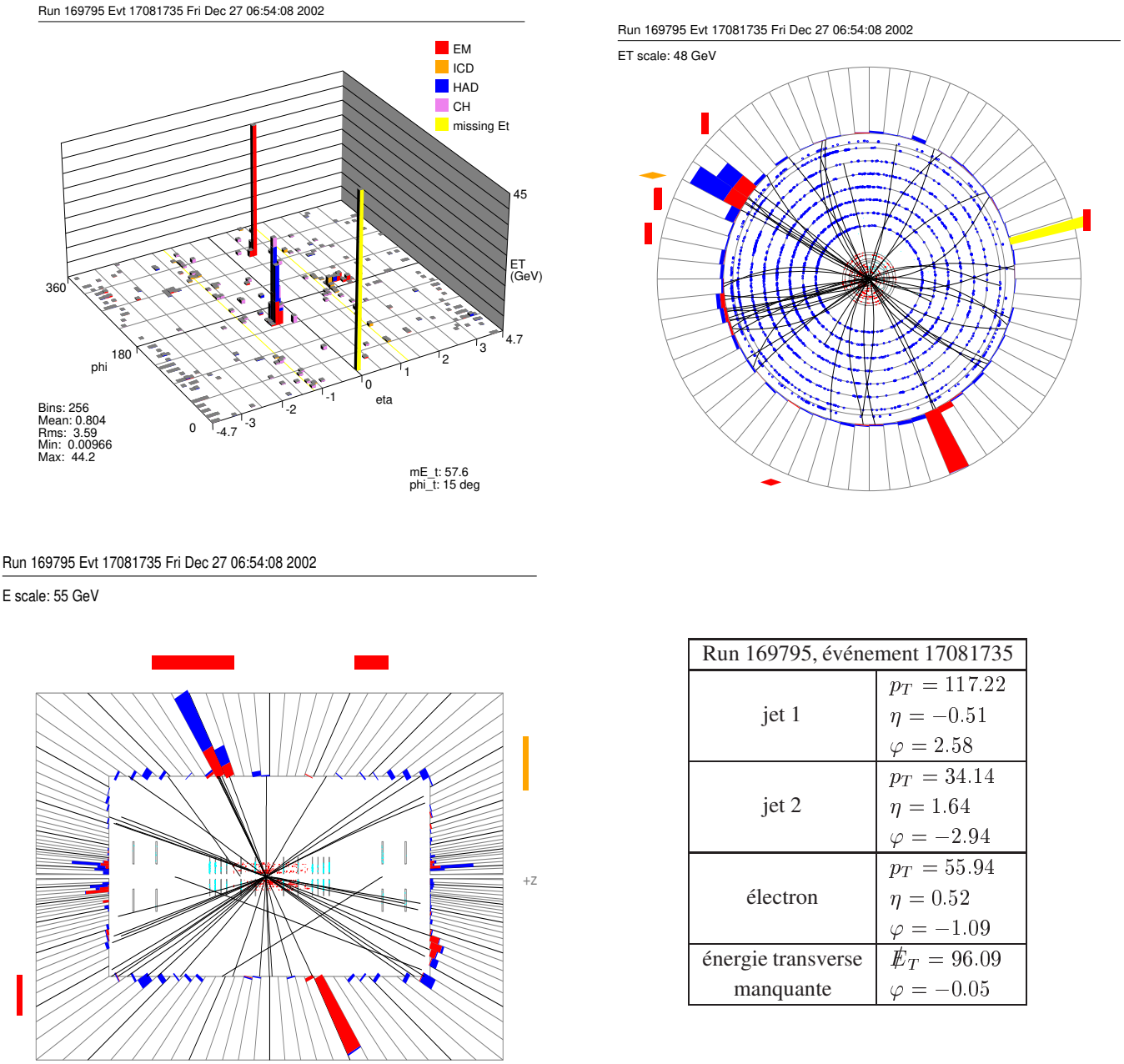
Représentation graphique des événements doublement étiquetés par JLIP

Les représentations graphiques des événements doublement étiquetés par JLIP *loose*, ayant exactement deux jets et $H_T > 160$ GeV sont données dans cette annexe. Pour chaque événement, trois représentations dans trois plans différents sont montrées :

- Plan $\left(\eta^{det}, \varphi^{det}\right)$ (figures en haut à gauche) : les impulsions transverses des tours en fonction de η^{det} et φ^{det} sont représentées. Pour chaque tour, les contributions des différentes couches (électromagnétiques, hadroniques fines et hadroniques grossières) sont indiquées.

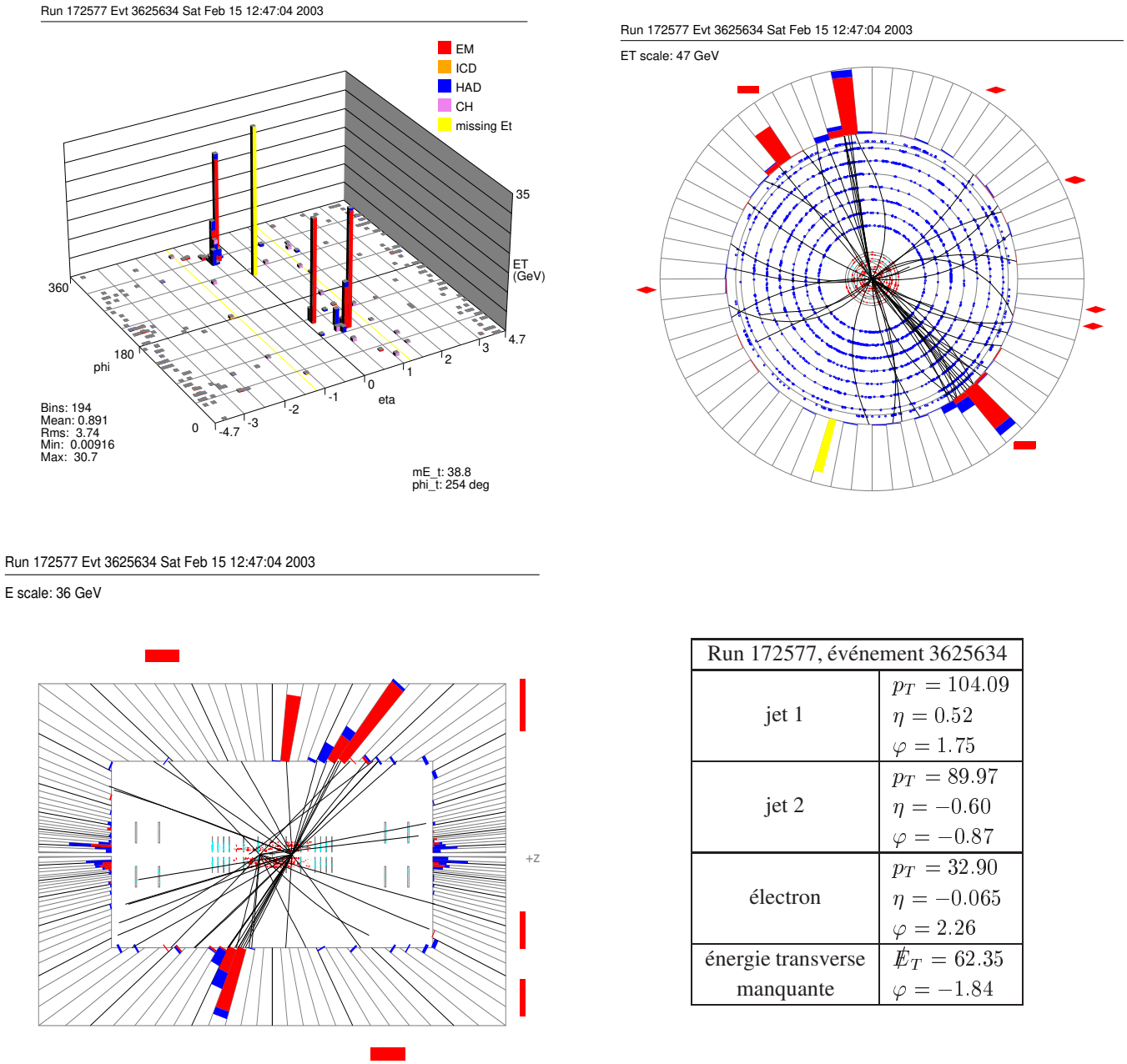
- Plan $\left(r, \varphi^{det}\right)$ (figures en haut à droite) : les impulsions transverses des tours sont montrées ainsi que les traces reconstruites.

- Plan (r, z) (figures en bas à gauche) : les impulsions transverses des tours sont montrées ainsi que les traces reconstruites. Cette représentation permet notamment de voir la présence d'interactions multiples dans l'événement.



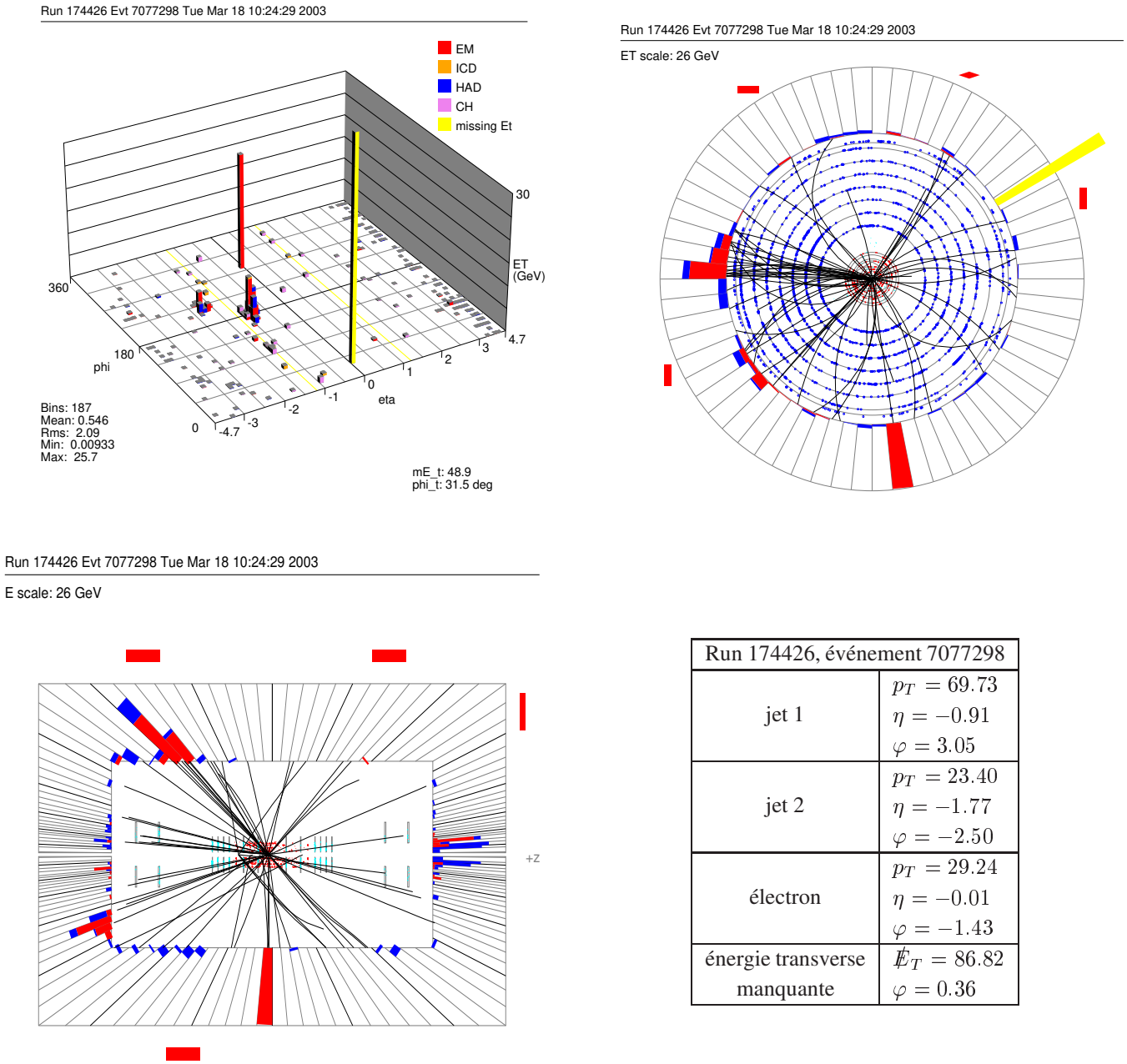
Run 169795, événement 17081735	
jet 1	$p_T = 117.22$ $\eta = -0.51$ $\varphi = 2.58$
jet 2	$p_T = 34.14$ $\eta = 1.64$ $\varphi = -2.94$
électron	$p_T = 55.94$ $\eta = 0.52$ $\varphi = -1.09$
énergie transverse manquante	$\not{E}_T = 96.09$ $\varphi = -0.05$

FIG. C.1 : *Représentation graphique d'un événement doublement étiqueté par JLIP loose avec exactement deux jets et $H_T > 160$ GeV (run : 169795, événement : 17081735).*



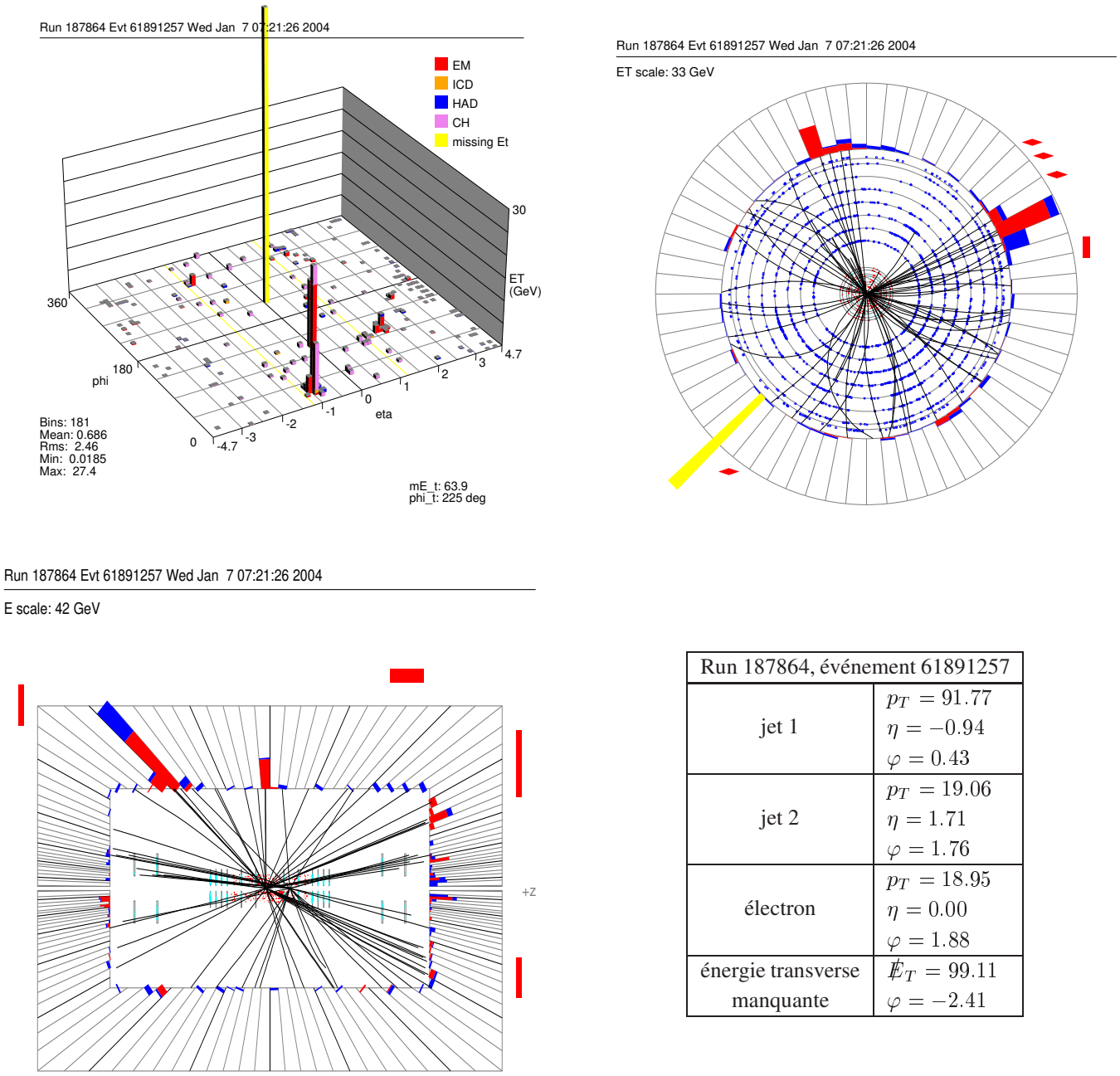
Run 172577, événement 3625634	
jet 1	$p_T = 104.09$ $\eta = 0.52$ $\varphi = 1.75$
jet 2	$p_T = 89.97$ $\eta = -0.60$ $\varphi = -0.87$
électron	$p_T = 32.90$ $\eta = -0.065$ $\varphi = 2.26$
énergie transverse manquante	$\not{E}_T = 62.35$ $\varphi = -1.84$

FIG. C.2 : *Représentation graphique d'un événement doublement étiqueté par JLIP loose avec exactement deux jets et $H_T > 160$ GeV (run : 172577, événement : 3625634).*



Run 174426, événement 7077298	
jet 1	$p_T = 69.73$ $\eta = -0.91$ $\varphi = 3.05$
jet 2	$p_T = 23.40$ $\eta = -1.77$ $\varphi = -2.50$
électron	$p_T = 29.24$ $\eta = -0.01$ $\varphi = -1.43$
énergie transverse manquante	$\not{E}_T = 86.82$ $\varphi = 0.36$

FIG. C.3 : *Représentation graphique d'un événement doublement étiqueté par JLIP loose avec exactement deux jets et $H_T > 160$ GeV (run : 174426, événement : 7077298).*



Run 187864, événement 61891257	
jet 1	$p_T = 91.77$ $\eta = -0.94$ $\varphi = 0.43$
jet 2	$p_T = 19.06$ $\eta = 1.71$ $\varphi = 1.76$
électron	$p_T = 18.95$ $\eta = 0.00$ $\varphi = 1.88$
énergie transverse manquante	$\not{E}_T = 99.11$ $\varphi = -2.41$

FIG. C.4 : *Représentation graphique d'un événement doublement étiqueté par JLIP loose avec exactement deux jets et $H_T > 160$ GeV (run : 187864, événement : 61891257).*

Résumé :

Le quark top, dont la masse est de l'ordre de grandeur de l'échelle de brisure de la symétrie électrofaible, est de loin la particule élémentaire la plus lourde connue à ce jour. Cette propriété laisse penser qu'une eventuelle physique au-delà du modèle standard devrait se manifester d'abord dans le secteur du top. Le Tevatron est, actuellement, le seul accélérateur pouvant produire le quark top. Parmis tous les processus de production du top dans le modèle standard, ceux de production de paire top-antitop par interaction forte, observés pour la première fois en 1995, ont les sections efficaces les plus importantes. Les processus de production par interaction faible (encore appelés *single top*), plus difficile à mettre en évidence car de sections efficaces plus faibles et avec un rapport signal/bruit moins favorable, n'ont jamais été observés. Leur intérêt théorique est considérable puisqu'ils permettront de tester la théorie électrofaible dans le secteur où elle est le moins bien connue. Ces processus ont été recherchés dans cette thèse en étudiant les collisions proton-antiproton à $\sqrt{s}$=1.96 TeV produites par le Tevatron, et enregistrées grâce au détecteur DØ.

L'étude expérimentale du quark top dépend de manière cruciale de la qualité des données recueillies dans le calorimètre. Ce dernier présentait, au début du Run II, des problèmes de bruit assez importants. Après avoir identifié l'origine du bruit, des traitements au niveau de la reconstruction hors-ligne ont été mis en oeuvre et leurs effets étudiés. Il a ainsi été possible de réduire de manière très importante l'impact du bruit sur la reconstruction des objets physiques sans dégradation notable de signal.

Dans le cadre du modèle standard, le top se désintègre en Wb avec un rapport d'embranchement proche de 100%. La désintégration du W en électron + neutrino a été utilisé pour identifier le W issu de la désintégration du top. Les principaux bruits de fond au signal du *single top* (W+jets et QCD) contiennent essentiellement des jets de quarks légers dans l'état final. Deux algorithmes d'étiquetage des jets de quark b ont donc été utilisés pour augmenter le rapport signal/bruit. Aucun signal n'a été mis en évidence. Les limites observées (attendues) à 95% de niveau de confiance sur les sections efficaces de production sont de 14.3 (11.3) pb pour la voie s, 27.7 (21.5) pb pour la voie t et 28 (19.8) pb pour la somme des deux voies.

Mots-clés : Tevatron, Run II, DØ, Modèle standard, Quark top, Calorimètre, Jets

Abstract :

The top quark, whose mass approches the electroweak symmetry breaking scale, is by far the heaviest known elementary particle. New physics is therefore expected to have its most important effect in the top sector. The Tevatron is, currently, the only collider able to produce the top quark. Among all possible production processes in the standard model, the top-antitop pair production via strong interaction, first observed in 1995, is the one with the largest cross section. The production via electroweak interaction (known as *single top* production), more difficult to extract from the background because of a lower cross section and of a lower signal to background ratio, has never been observed. In this thesis, we have searched for these processes by studying proton-antiproton collisions at $\sqrt{s}$=1.96 TeV produced by the Tevatron and detected with the DØ detector.

The experimental study of the top quark is very sensitive to the quality of the data taken by the calorimeter. This detector showed, at the beginning of the Run II, rather important noise problems. Having identified the origin of the noise, new treatments at the offline level were implemented and their effects studied. It has been shown that these treatments reduce very significantly the effect of the noise in the reconstruction of physical quantities without notable degradation of the signal.

Within the standard model, the top quark decays into Wb with a branching ratio close to 100%. Leptonic decays of the W into electron + neutrino have been used to identify the W from the top decay. The main backgrounds to the single top signal (W+jets and QCD) are made essentially of light quark jets in the final state. Two b-tagging algorithms have therefore been applied in order to improve the signal to background ratio. No evidence for electroweak top quark production has been found. Upper limits at the 95 % confidence level on the observed (expected) cross sections have be computed. They are found to be 14.3 (11.3) pb for the s-channel, 27.7 (21.5) pb for the t-channel and 28 (19.8) pb for the sum of the two channels.

Keywords : Tevatron, Run II, DØ, Standard Model, Top Quark, Calorimeter, Jets