IReS-05-006
N°. d'ordre ULP 4652

Thèse de Doctorat

pour l'obtention du grade de

Docteur ès Sciences de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg

Spécialité Physique des Particules

par :

Sébastien GREDER

Titre :

Étiquetage des quarks beaux et mesure de la section efficace de production de paires de quarks Top à $\sqrt{s}$=1,96 TeV dans l'expérience DØ

Soutenue publiquement le 25 octobre 2004 devant la commission d'examen :

M. Daniel BLOCH	Directeur de thèse
M. Daniel HUSS	Rapporteur interne
M. Jean-François GRIVAZ	Rapporteur externe
M. Luigi ROLANDI	Rapporteur externe
M. John WOMERSLEY	

Remerciements

Ces trois années furent riches en événements et constituent une expérience professionnelle exceptionnelle, mais avant tout une belle aventure humaine. Mes pensées vont à tous ceux que j'ai pu rencontrer de près ou de loin tout au long de ce chemin.

Je tiens tout d'abord à remercier tous les membres du jury et plus particulièrement les rapporteurs Jean-François GRIVAZ et Luigi ROLLANDI, d'avoir lu et apporté suggestions, corrections et remarques pertinentes afin d'améliorer le contenu de ce document. Je remercie également John WOMERSLEY d'avoir accepté de participer à ce jury malgré la distance géographique et linguistique ! Je remercie Daniel HUSS d'avoir présidé ce jury.

Mes remerciements se dirigent évidemment vers mon directeur de thèse, Daniel BLOCH, que je remercie de m'avoir permit d'effectuer cette thèse au sein du groupe DØ de l'IReS. Je le remercie pour la confiance et le soutien qu'il m'a témoigné tout au long de ces trois années sur tous les aspects de mon travail, lors de mes voyages à Chicago, ...

Mon regard se tourne à présent vers les autres membres du groupe DØ. Tout d'abord vers Denis, «*Hi cow-boy !* », que je remercie pour toutes les discussions que nous avons partagé sur la couleur d'un χ^2 ou la saveur d'une vraisemblance, la probabilité de retrouver le chemin de son bureau après un pot, ... Merci pour les bonnes rigolades, les conseils,... Merci d'avoir relu ce document et contribuer à sa correction.

Merci à Isabelle, «*Isa*», pour toutes les discussions que nous avons eu à refaire le monde (public et/ou privé :$\hat{)}$). Merci de m'avoir soutenu dans les moments les plus durs et d'avoir, de temps à autres, ramené un peu d'objectivité dans mes propos ! Ne perd surtout pas une de tes grandes qualités : celle de ne pas poser les questions comme les autres !

Anne-Catherine, ou devrais-je plutôt dire : «{}chapterAnne-Catherine» ! Qui aurait crû que la famille allait s'agrandir encore d'une frangine !
Tant de moments partagés, des plus agréables aux plus éprouvants : BBQ au village, nuits blanches devant la bécane, shifts à donf, fêtes internationales, le(s) vélo(s) dans la neige de Fermiland, les soirées à danser sans fin, « *Viva la Salsa !!*», les délires au User Center, Chicago downtown, l'Arménie et les joies de l'aéroport de Moscou, les bouffes, les anniversaires, ... bref d'innombrables moments partagés et qui resteront

à jamais. Merci d'avoir supporté avec tant d'attention et de gentillesse mes sautes d'humeur, mes crises de bonheur et de colère, mes délires en tout genre, bref tout ce qui fait que passer toute une journée à mes cotés reste souvent éprouvant !! A bientôt, j'en suis sûr ;^)

Merci à François pour ses conseils et toutes nos intéressantes discussions sur «*tout ce qui tourne pas rond dans ce monde !*», Ab pour son imperturbable gentillesse, Walter pour ces conseils de «*sage*» en physique et en musique country, et Pierre pour ses encouragements et sa constante bonne humeur (un pt'it coucou à Sandra au passage !) et son intarissable humour (çà doit être un gène belge, une fois).

Un merci pour les moments partagés avec les «*suivants !!*» : Benoît, promis; je vais essayer de faire un effort sur la musique du XX siècle si tu t'occupes bien de heppackage !! Et Vincent : attention, le passage en deuxième année s'accompagne généralement d'une coupe de cheveu -optimisée-, prépare-toi !! (La barbe c'est pour la 3ième) !! Bonne chance à tous les deux.
Je tiens également à remercier les membres de l'équipe informatique pour leur aide, Jean, dit «*Jean-toujours-bien-bronzé*», aussi doux que de la crème fraîche, Jean-Pierre dit «*Frobi*», mes respects à son immense culture musicale, Michalon dit «*Michalon*», toujours dispo sur le champ ! et Yvette.
Reste à citer mes derniers «*potes de couloir*» et non des moindres : Roger, chasseur de sirènes à l'oeil vif (et gymnaste amateur à ses temps perdus) ; «*Bon vent, matelot !*» et surtout garde ta constante vivacité car elle est hautement contagieuse ! Et, biensûr, Jean-Pierre, étudiant *ad eternam* ; le dernier recours à tous les problèmes insurmontables : un bout de code qui tourne pas, une cartouche d'imprimante vide, une théorie qui ne se renormalise pas, une distribution qui ne distribue pas bien, un ouvre-bouteille qu'on trouve pas, bref indispensable à tout jamais ; merci pour les innombrables coups de mains, conseils et discussions en tout genre échangés au cours de ces trois années.

Un grand merci pour tout ce que m'ont apporté les personnes avec qui j'ai pu travailler à Chicago : Meena, Frank, Gordon «*take it cool !*», Rick, Aurelio, Lisa, Christophe, Sasha, Flera, Jan, Markus, Jonas, Sarah, Philipp, ...

Une pensée pour nos dames qui s'occupent de nous envoyer bourlinguer aux quatres coins de la planète : Stéphanie, Georgette et Sabine, bonne continuation à toutes.
Un grand merci à tous ceux qui, de près ou de loin, m'ont filé un coup de pouce : Jérôme, «*Masterise les Stat*», les potes thésards, les secrétaires Monique et Jeannine, et je dois, malheureusement, en oublier.
Un merci également à l'équipe du DEA qui m'a enseigné et permit d'enseigner : Bing Olivier, Nourredine, un grand merci à Érice, notre maman à tous, (Jean-Pierre)^2, Neil, Olivier, Jérôme, Jerzy, Bartel, ...

J'aimerais à présent remercier chaleureusement tous ceux qui ont pris le même bateau, un peu avant ou un peu après, et qui ont partagé mon quotidien et de par

leur présence, l'on rendu aussi agréable ; l'équipe du couloir-qui-craque-2x-par-jour : Boris, Cristophe, Paulo, Marc, compagnons de bowling-couloir et autres délires en tout genre, ... ; l'équipe *café* : Éric «*Ricky-from-Nice*», Arnaud « *Le Gai Luron*», Damien «*J'ai vu le dahut*», Auguste «*Vas-y cool maintenant ;)*» et merci de m('avoir relu et pour tes (très bons) conseils d'ancien, Renaud « *Y'a du caractère la-dedans*», Anne-Cath «*A-C, café ?*», Benjamin «*sourire en coin*», ... ; l'équipe café-CMS : Soph «*Çà fait combien de temps qu'on se connaît ??*», Jean-Laurent, J-P (froid), Arnaud, Titi, Doriane, ... ; et tous les autres copains du labo, Jérôme, Angel, Sandrine, David, et tant d'autres ....
Un grand merci pour tous ces super-moments partagés avec les thésards et autres membres de la secte DØFrance : Stéphanie Baff&Beau, Pierre-Antoine, Alexis «*trop de soucis*», spéciale dédicace pour l'Fred, yes man ;), Alex «*full of joy*», Jérôme «*l'aventurier*», Anne-Marie, Matthieu, Jean-Roc, Marine, Emmanuel, Nadia, Boris, Christophe, DJ MC Steevy, Gérard, Pierre «DØ *Jazzman*», Éric Kajfasz «*invariablement zen*», Gregorio «*c'est pas cool, la physique ? ;)*»,Antoine, Fred D., Arnaud D., Jan, Éric, Smaïn, MCC, Elemer, Robert, Yannick, ...

Plein de pensées pour les potes de Chicago : «*lovely*» Amber, Anatoly «*In Russia we have a joke ...*», thanks for all the nice time we shared together, a toast to the future ones !, Emily my nurse, Lydia, Philipp, Edivaldo (I'm coming !!), mon super pote Ricardo, roi de la Patchanga et de tout ce qui déanche, Charly, Sarosh et ces festins Indiens, Ludovic «*faut aller vers l'sud !*», Lorenzo mon compagnon de galère *We made it !!*, Michel ou la classe déclinée à l'italienne, Kevin, Tobias, Jonas, Sarah, Nils, (Markus)^2, Paulo, la chère équipe du User Center : ma tendre Shavis, confidente musicale, René porto-ricain jusqu'aux dents !, Kenji, Selda, Deborah, et je recite Anne-Cath !! ... Un grand merci à Steph pour m'avoir fait découvrir la vie à Chicago, ses clubs de jazz, de blues et de country !! Inoubliable gaillard ! On s'revoie à Prague ? En parlant de Prague, un merci à toutes les personnes rencontrées : Vladislav Šimak, Roman, Karel, Alexander, Pr. Pospišil, Carlos, Ivan, ... et biensûr, une attention toute particulière à mon Tonton tchèque : Ibrahima, le Lion indompté, merci pour toutes tes paroles et pensées.

Une immense pensées à mes amis ; votre présence, vos encouragements, vos rires et votre soutien m'ont insufflée l'énergie pour traverser cette aventure et je me dois de vous dédier ce document. Merci à : Clem's, pour tous ces moments partagés depuis de si longues années, il me faudrait un livre entier pour retracer tout ce que l'on a vécu mais je le résumerai en ces quelques mots : «*c'est pas fini !!*», Mitch le Blond, 5 années de vie en couple ... il faudrait ici un deuxième livre !! «*Keep the beat*» et Mitch le Brun, deuxième colloc, frangin des aventures nocturnes au FEC et ailleurs ... mon code de déontologie m'interdit de les citer ici ! Bisous à Lolo ; Seb «*On joue aux billes ?*», Laeti qui remplit le monde de couleur, Olive ««*ouai, je joue avec vous !*», Marianne et Céline : la vie ça se danse !, Fabi «*la bonne humeur comme médoc*», merci pour tout, Anthony et Mél : la preuve que le bonheur se vit à deux, mon Fred «*Les copains d'abord*», François, Alex «*Es muss sein*», Isa et François,

Laurence-trop-balaise- la-nana et Steph, Alex et Odile, Greg «*Big Brother*» et Miss Delph, Fred-du-FEC, toujours près pour un pari fou, Hervé et Lena, Pat, Egless, Phil et Élodie, Mimi, Guitou, Rage et nos discussions philosophico- ésotériques, tous les fous du jonglage : Roland ou l'optimisme comme principe de vie, Céline «*je jongle en souriant*», Fab, Pierrot, Nath, Martin, Gwena, ... Les Jazzeux : Philou «*sea, sax and sun*», Nath « *tu m'chantes une berceuse ?*» et Yuko, je dois en oublier (trop) qu'ils m'excusent, le coeur y est ! Les copains d'arménie : Ilja, Pete, Carmen from textitNapoli, Marianna, Andranic, Marco, Mauro, Roberto, Rita, Olive, Sasha, Vladimir, Lukas, ...

« Je tourne enfin mes derniers mots vers ma famille. Tout d'abord un grand merci à mes parents pour tout ce qu'ils m'ont apporté ; mon père pour avoir su m'enseigner l'intérêt de la nature, du monde qui nous entoure et d'avoir ainsi su éveiller ma curiosité ; ma mère pour m'avoir enseigné l'intérêt des autres, des rencontres et des voyages. Merci à tous les deux, cette thèse vous est dédiée. Merci à ma soeur de m'avoir toujours confirmé que j'étais sur la bonne voie : « *il est trop grave mon frère !*».
Un grand merci à mes grand-parents et à Marlène et André pour leur soutien et leur confiance sans faille ; voilà, c'est fait, comme prévu il y a 15 ans ! Merci à mon grand-père de m'avoir rappelé «*qu'il n'y a pas que les études dans la vie ... !!*»

« Mes derniers mots sont dédiés à Françoise qui, de près ou de loin, a vécu tous ces instants avec moi ; tu as su animer et réanimer mon âme et mon cœur lorsqu'il le fallait, merci d'avoir été là, merci pour tout.

«*La vie ! Tant de choses dans un si petit mot !*»
Une petite fille.

Table des matières

1 Dispositif expérimental **13**

1.1 Le complexe d'accélérateurs du Tevatron 15

1.1.1 La production et l'accélération des protons 15

1.1.2 La production des antiprotons 18

1.1.3 Le Tevatron 19

1.2 L'expérience DØ 22

1.3 La reconstruction de traces et de vertex 24

1.3.1 Le détecteur à micropistes au silicium 25

1.3.2 Le détecteur à fibres scintillantes 27

1.3.3 Le solénoïde 27

1.4 Le système calorimétrique 29

1.4.1 Les détecteurs de pieds de gerbes 29

1.4.2 Le calorimètre 30

1.4.3 L'intercryostat 32

1.5 Le spectromètre à muons 34

1.6 Le luminomètre 36

1.7 Le système de déclenchement 37

1.8 La reconstruction des objets 39

1.8.1 Les traces 39

1.8.2 Le vertex primaire 40

1.8.3 Les jets 42

1.8.4 Les objets électromagnétiques 45

1.8.5 Les muons 46

1.8.6 L'énergie transverse manquante 47

1.9 La simulation 47

1.10 Les outils, les formats de données. 47

2 Introduction au modèle standard **49**

2.1 De la notion de jauge à la notion d'interaction 50

2.1.1 L'électrodynamique quantique (QED) 50

2.1.2 À propos de "renormalisabilité" 51

2.2 Le puzzle du modèle standard 53

2.2.1 Le secteur électrofaible 53

2.2.2 Bosons massifs et mécanisme de Higgs 54
2.2.3 La chromodynamique quantique (QCD) 57
2.3 État des lieux actuel 59

3 La physique de la Vérité 63
3.1 Le quark top dans le modèle standard 65
3.1.1 Les propriétés du quark top et le secteur électrofaible 65
3.1.2 La masse du quark top 66
3.1.3 Le quark top et le secteur de Higgs 68
3.1.4 Le couplage électrofaible du quark top 70
3.2 Les modes de production et de désintégration du quark top 72
3.2.1 Production par voie forte 72
3.2.2 Production par voie électrofaible 75
3.2.3 Caractéristiques de la production par voie électrofaible 77
3.2.4 Les modes de désintégrations 78
3.2.5 Les désintégrations rares 79
3.3 État des lieux et perspectives 80

4 Sur les traces de la Beauté 83
4.1 Introduction 84
4.2 Les lots d'événements réels et simulés 85
4.2.1 Les données réelles 85
4.2.2 Les données simulées 85
4.3 La présélection des objets 86
4.4 L'algorithme d'étiquetage : JLIP 88
4.4.1 Définition de la taggabilité 89
4.4.2 Paramètre d'impact : définition et calibration 90
4.4.3 La réjection des V0 97
4.4.4 De la probabilité d'une trace à la probabilité d'un jet 99
4.5 Évaluation de l'efficacité d'étiquetage des jets de quarks b 105
4.5.1 Efficacité d'étiquetage dans les données simulées 106
4.5.2 Efficacité d'étiquetage dans les données réelles 109
4.5.3 Résultats 119
4.5.4 Ajustement de l'efficacité d'étiquetage entre les données réelles et simulées 121
4.6 Evaluation de l'efficacité d'étiquetage des jets de quarks légers dans les données réelles 123
4.6.1 Evaluation des erreurs systématiques 128
4.7 Validation des paramétrisations des efficacités d'étiquetage 128
4.8 Performances dans les données réelles et simulées 130
4.9 L'algorithme JLIP dans DØ 132
4.10 Conclusions 132

5 De la Beauté à la Vérité **135**
5.1 Description de la méthode . . . 137
5.2 Les lots Monte-Carlo utilisés pour le signal et les bruits de fond . . . 139
5.2.1 Le signal $t\bar{t}$ . . . 140
5.2.2 Les bruits de fond . . . 141
5.2.3 La composition en saveur des processus *W+jets* . . . 144
5.3 Identification des objets . . . 149
5.4 La préselection des données . . . 155
5.4.1 Les déclenchements . . . 155
5.4.2 La présélection des événements de type $W + jets$ . . . 158
5.5 L'étiquetage des quarks beaux . . . 165
5.5.1 Étude de la taggabilité . . . 166
5.5.2 De l'efficacité d'étiquetage par jet à la probabilité d'étiquetage par événement . . . 170
5.6 Estimation du bruit fond total et procédure d'extraction de la section efficace $t\bar{t}$ . . . 173
5.6.1 Le bruit de fond QCD . . . 173
5.6.2 Le bruit de fond $W + jets$ . . . 175
5.6.3 Les autres bruits de fonds . . . 175
5.6.4 Résultats . . . 176
5.6.5 Procédure d'extraction de la section efficace $t\bar{t}$ . . . 182
5.7 Incertitudes systématiques . . . 183
5.7.1 Erreurs contribuant aux efficacités de présélection et d'étiquetage 183
5.7.2 Erreurs contribuant aux poids d'étiquetage . . . 184
5.7.3 Les incertitudes globales de l'analyse . . . 187
5.8 Résultats . . . 188
5.9 Discussion et comparaison . . . 189

A Validation des paramétrisations à 2D des efficacités d'étiquetage **209**

B Les algorithmes d'identification des quarks beaux dans DØ **217**
B.1 Secondary Vertex Tagger, SVT . . . 217
B.2 Counting Signed Impact Parameter, CSIP . . . 219
B.3 Soft Lepton Tagger, SLT . . . 220

C La méthode de la matrice **221**

D Cinématique et topologie des candidats sélectionnés **223**

Introduction

«La vérité vaut bien qu'on passe quelques années sans la trouver.»
Jules Renard

La découverte du quark top au RunI du Tevatron par les expériences CDF et DØ en 1995, compléta la troisième famille de quarks du Modèle Standard. La mesure de la masse du quark top, 178±4 GeV/c^2, est en très bon accord avec les contraintes provenant des observables électrofaibles.

La campagne de prise de données du RunII qui a démarré en 2001, bénéficie d'une augmentation de l'énergie dans le centre de masse, $\sqrt{s} = 1.96$ TeV (au lieu de 1.8 TeV précédemment), et de la luminosité instantanée, $\mathcal{L} \sim 10^{32}$ cm^{-2} s^{-1}. L'augmentation de l'énergie de collision correspond à une section efficace prévue plus élevée de 40% pour la production des quarks top. Ceux-ci sont, au Tevatron, principalement produits en paires par interaction forte. La mesure de la section efficace de production de paires de quarks $t\bar{t}$ est un test de base du Modèle Standard et permet de vérifier la validité des calculs QCD sous-jacents.

Dans le Modèle Standard, le quark top se désintègre essentiellement en un boson W et un quark beau. Ainsi la signature d'une paire de quarks top dans le détecteur DØ est dictée par les modes de désintégration des bosons W. Nous nous sommes intéressés dans ce travail de thèse au canal *lepton+jets* pour lequel un boson W se désintègre leptoniquement et le deuxième hadroniquement. L'état final est ainsi caractérisé par la présence d'un lepton de grande énergie, d'un neutrino et de quatre jets, dont deux sont issus de la fragmentation des quarks beaux provenant de la désintégration des quarks top. L'identification des ces jets de quark beau permet d'améliorer considérablement le rapport signal sur bruit de fond. Pour ce faire, un algorithme spécifique a donc été développé et appliqué dans l'environnement particulier d'un collisionneur hadronique.

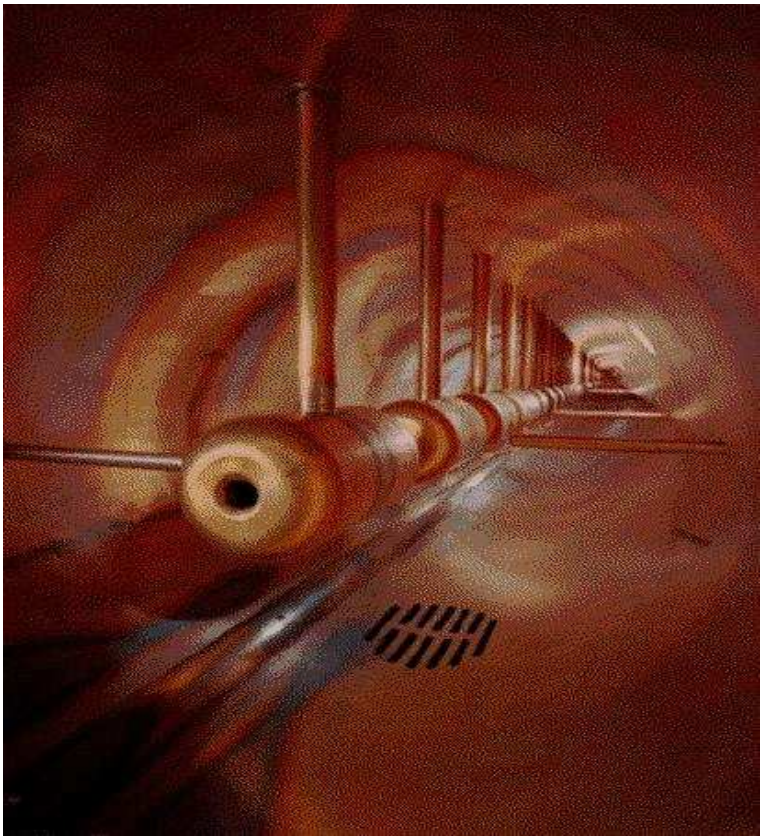
Après avoir décrit le contexte expérimental incluant l'accélérateur du Tevatron et le détecteur DØ au chapitre 1, nous rappelons brièvement les principales caractéristiques du Modèle Standard dans le chapitre 2. Le chapitre 3 dresse un portrait du quark top dans le contexte du Modèle Standard. Il résume l'ensemble des

mesures effectuées à ce jour et rappelle les perspectives du RunII et du LHC dans le secteur du quark top.
Le chapitre 4 décrit l'algorithme d'identification des jets de quark beau développé pour cette thèse. Nous appliquons ce dernier, dans le chapitre 5, à l'analyse des données collectées du printemps 2001 à septembre 2003 où nous mesurons la section efficace de production de paires de quarks top dans le canal *lepton+jets*.

Chapitre 1

Dispositif expérimental

«*Le chercheur doit être libre de tenter des expériences audacieuses, de soutenir des théories révolutionnaires, voire paradoxales. Il doit disposer du droit à l'erreur.*»
Pierre Joliot, extrait de «La recherche passionnément».



Introduction

L'accélérateur Tevatron est situé au Laboratoire National de Fermi (Fermilab ou FNAL) à Chicago aux Etats-Unis [1]. Il est actuellement le collisionneur hadronique le plus puissant au monde : il permet de produire des collisions proton-antiproton avec une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV.
Le Fermilab abrite un grand nombre d'expériences couvrant un large panorama de la physique des hautes énergies [2]. Sur cibles fixes sont étudiées les désintégrations rares des kaons, on cherche également a mettre en évidence les oscillations de neutrinos, ...
CDF et DØ sont les deux expériences situées sur l'anneau du Tevatron. La figure 1.1 indique leur emplacement respectif. Nous allons dans un premier temps décrire les techniques de production et d'accélérations des faisceaux de protons et d'antiprotons. Dans une deuxième partie, nous détaillerons les composantes du détecteur DØ avec leurs performances respectives. Dans la troisième partie nous expliquerons enfin les méthodes utilisées pour la reconstruction et l'identification des objets (traces, vertex, jets, électrons, muons, ...).

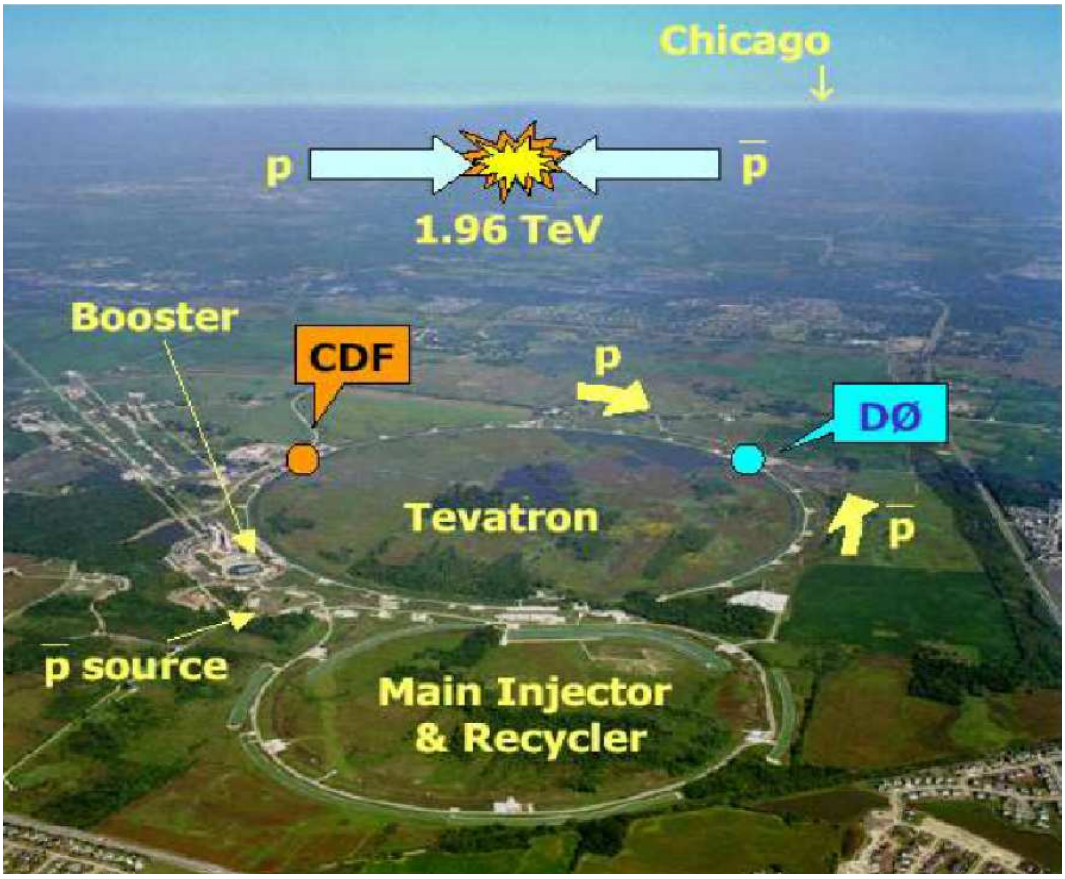


FIG. 1.1 – *Vue aérienne de Fermilab dans la banlieue ouest de Chicago.*

1.1 Le complexe d'accélérateurs du Tevatron

Nous allons à présent détailler les modes de production des protons et des antiprotons et le complexe d'accélérateurs qui permet d'atteindre une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV.
La figure 1.2 représente la chaîne de création et d'accélération des (anti) protons. On y distingue les points de collisions où se situent les expériences CDF et DØ ainsi que les directions des faisceaux vers les expériences sur cibles fixes. Les sens de rotation des (anti) protons sont également indiqués.

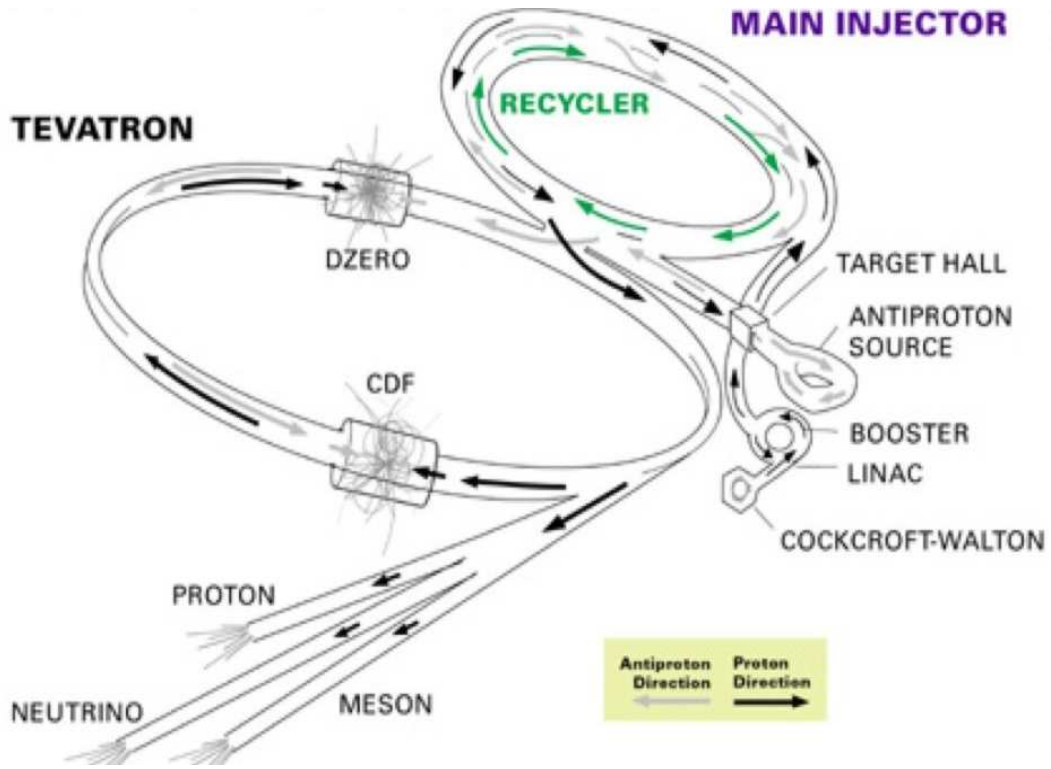
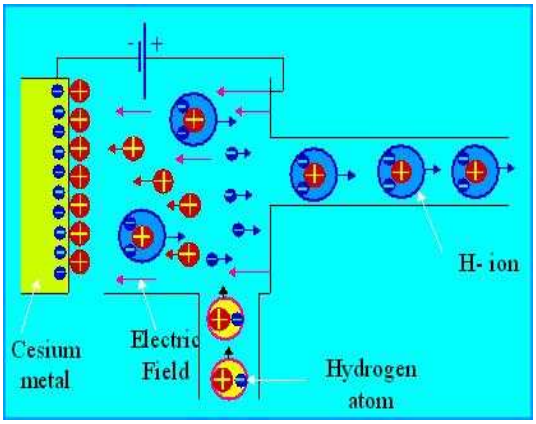


FIG. 1.2 – *Chaîne de création et d'accélération des (anti) protons.*

1.1.1 La production et l'accélération des protons

L'accélérateur électrostatique *Cockroft-Walton*

Dans un premier temps, des ions H^- sont créés à partir d'un gaz d'hydrogène ionisé par un champ électrostatique de 25 keV (figure 1.3 à gauche). Un accélérateur de type *Cockroft-Walton* permet d'accélérer alors les ions H^- jusqu'à une énergie de 750 keV (figure 1.3 à droite).



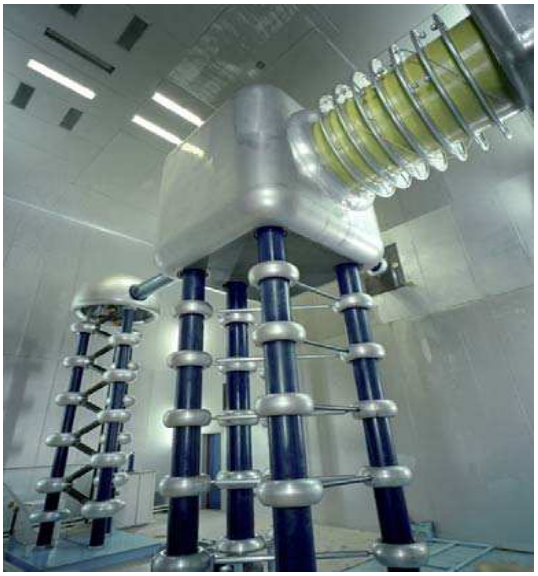


FIG. 1.3 – *Des ions H^- sont produits à partir d'un gaz d'hydrogène ionisé (à gauche) et sont ensuite portés à une énergie de 750 keV par un accélérateur Cockroft-Walton (à droite).*

Le Linac

Cet accélérateur linéaire est constitué de cavités radio-fréquences permettant d'accélérer les ions H^- jusqu'à une énergie de 400 MeV.
Les ions H^- sont alors débarrassés de leurs électrons en traversant une feuille de carbone et les protons émergeant poursuivent leur trajectoire initiale.

Le Booster

Ces derniers sont alors injectés dans un synchroton circulaire de 450 m de circonférence, le *Booster*, augmentant leur énergie cinétique jusqu'à 8 GeV. Les protons sont ainsi accumulés jusquà former des paquets d'environ 5×10^{12} protons.

L'injecteur principal

L'injecteur principal que l'on peut apercevoir sur la figure 1.1 a été conçu pour le RunII et remplace le *Main Ring* du RunI. C'est un synchroton de 1 km de circonférence qui joue plusieurs rôles dans la chaîne d'accélération [3] :

1. il permet d'accélérer les protons de 8 GeV, issus du Booster, jusqu'à une énergie de 150 GeV et de les regrouper en paquets de 2×10^{11} protons avant injection dans le Tevatron.
2. il permet d'accélérer les protons issus du booster afin de les rediriger, avec une énergie de 120 GeV, vers la source de production des antiprotons.

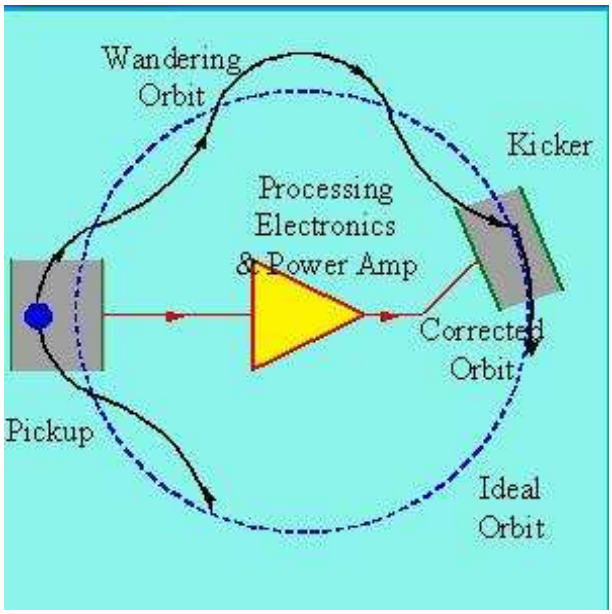


FIG. 1.4 – *Le recycleur mesure la dispersion en énergie des antiprotons et le champ électromagnétique est directement modifié afin de réduire leur espace des phases.*

3. il accélère ces derniers, comme les protons, jusqu'à une énergie de 150 GeV avant de les injecter dans le Tevatron.
4. à la fin d'un cycle de collisions, les antiprotons n'ayant pas participés aux interactions dans les détecteurs sont récupérés et décélérés jusqu'à une énergie de 8 GeV avant d'être réinjectés dans le recycleur.
5. il permet également de préparer un faisceau de proton pour les expériences sur cibles fixes.

Le recycleur

Le recycleur a également été conçu pour le RunII et entrera en fonction à l'automne 2004 [4]. Il est situé dans le même tunnel que l'injecteur principal. Il constitue un système de stockage des antiprotons ; en effet, l'accumulateur d'antiprotons a une capacité de stockage limitée à $\sim 3 \times 10^{12}$ antiprotons. Ces derniers sont ainsi envoyés temporairement dans le recycleur, permettant à l'accumulateur d'effectuer un nouveau cycle.
Son second et principal rôle est de *recycler* les antiprotons qui n'auront pas participé aux collisions dans le Tevatron. Il permet en effet de réduire l'espace de phase des paquets, par refroidissement stochastique et par thermalisation avec un faisceau d'électrons, plus froid, à partir de 2005, avant qu'ils ne soient réinjectés dans la chaîne d'accélération principale des antiprotons.

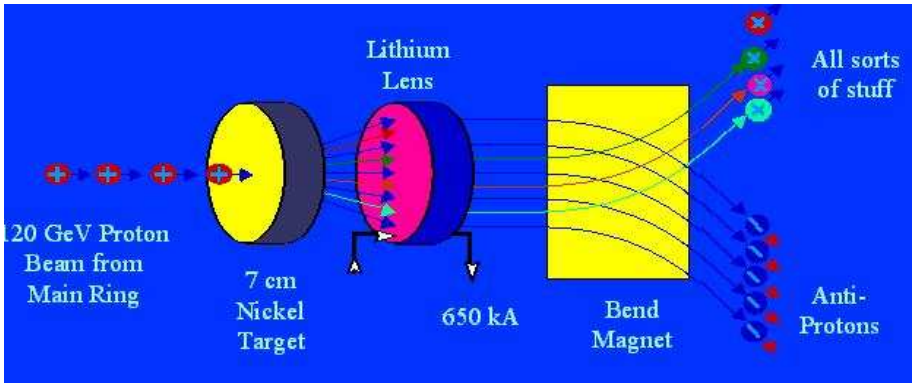


FIG. 1.5 – *Principe de création des antiprotons.*

1.1.2 La production des antiprotons

Le taux de production des antiprotons est un point essentiel des performances du Tevatron car il constitue, avec l'effet faisceau-faisceau qui augmente l'émittance, un des principaux facteur limitant la luminosité.
La production d'antiprotons comporte les étapes suivantes :

La station-cible

Dans un premier temps, des protons de 120 GeV provenant de l'injecteur principal, sont accélérés vers une cible en nickel de deux centimètres d'épaisseur. Parmi les particules issues de la collision des protons avec les particules de la cible, un petit nombre d'antiprotons d'une énergie de 8 GeV est produit et est séparé par un champ dipolaire des autres produits de la collisions, comme cela est illustré par la figure 1.5. Le rendement est de l'ordre de deux antiprotons produits pour 10^5 protons incidents.

L'accumulateur et le *debuncheur*

Les paquets d'antiprotons produits dans la station-cible ont une distribution en énergie très dispersée, mais une résolution spatiale bien définie car les protons incidents sont pulsés. Le *debuncheur*, un accélérateur synchroton, est représenté sur la figure 1.6. Il est composé de cavités radio-fréquence accélérant les antiprotons qui convergent après plusieurs révolutions sur une même trajectoire. Ceci permet de réduire leur dispersion en énergie au détriment de la résolution en position (et en temps) ; le faisceau d'antiprotons possède alors une structure continue dans l'espace pour une énergie définie de 8 GeV comme cela est illustré dans la partie droite de la figure 1.6.
Ce processus dure environ 100 ms. Les antiprotons sont alors confinés par refroidissement stochastique (figure 1.4) pendant les 1.5 s restants jusquà la prochaine

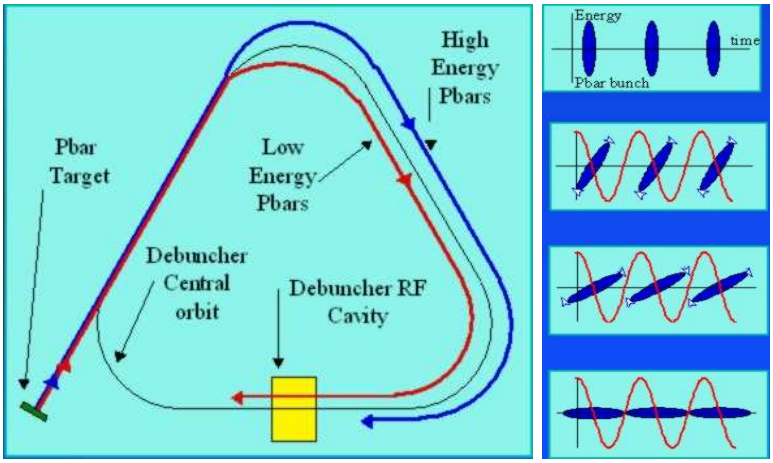


FIG. 1.6 – *Le "débuncheur" (à gauche) permet de réduire la dispersion en énergie des antiprotons et de transformer le faisceau intialement pulsé en un faisceau continu (à droite).*

injection de nouveaux antiprotons provenant de l'injecteur principal.
L'accumulateur continue ainsi ce processus de refroidissement et stocke les antiprotons, plusieurs heures durant. Il est ainsi possible d'accumuler 1.3×10^{12} antiprotons au bout de huit de heures de fonctionnement.

Comme nous l'avons déjà mentionné, les antiprotons sont alors envoyés, comme les protons, dans l'injecteur principal où ils atteignent une énergie de 150 GeV avant d'être injectés dans le Tevatron.

1.1.3 Le Tevatron

Le Tevatron est un synchrotron à aimants supraconducteurs de deux kilomètres de diamètre. Il permet d'augmenter l'énergie des (anti) protons provenant de l'injecteur principal de 150 GeV à 980 GeV, correspondant à une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV. Cette opération dure environ deux heures puis les faisceaux, évoluant à contre-sens sont croisés aux points de collision où se situent les expériences CDF et DØ. Au bout d'une période de huit heures environ des (anti) protons sont à nouveau réinjectés afin d'augmenter l'intensité du faisceau.
Les protons et les antiprotons sont alors séquencés en 36 paquets répartis sur toute la circonférence du Tevatron en trois *super-paquets (superbunch)*. La table 1.1 illustre les caractéristiques principales de toute la chaîne d'accélération. De nombreuses améliorations effectuées pour le RunII ont permis d'augmenter la luminosité instantanée de $2\times10^{31}\text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}$ du RunI à $1.0\times10^{32}\text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}$. L'utilisation du recycleur devrait permettre d'augmenter la luminosité instantanée au-delà $2.8 \times 10^{32}\text{cm}^{-2}\ \text{s}^{-1}$. Il est ainsi prévu d'accumuler 2 fb^{-1} de données d'ici la fin 2006 et jusqu'à 8 fb^{-1} d'ici la fin 2009.

Caractéristique	RunIb	RunII(2004)
Nombre de paquets ($p \times \bar{p}$)	6×6	36×36
protons/paquet	2.3×10^{11}	2.7×10^{11}
antiprotons/paquet	5.5×10^{10}	3.0×10^{10}
Espacement entre les paquets (ns)	3500	396
Nombre de $\bar{p}$ produits (h^{-1})	6.0×10^{10}	1.0×10^{11}
$\sqrt{s}$ (TeV)	1.8	1.96
Nombre d'interactions par croisement	~ 1	~ 3
Luminosité instantanée (cm^{-2} s^{-1})	1.6×10^{31}	1.0×10^{32}

Tab. 1.1 – *Caractéristiques de la chaîne d'accélération du Tevatron.*

Les figures 1.7 et 1.8 représentent, respectivement, les luminosités intégrées et instantanées de DØ. La partie jaune de la figure 1.7 représente la période du mois de mai 2002 jusqu'en septembre 2003 correspondant aux données utilisées pour la mesure de la section efficace de production de paires de quarks top présentée dans le dernier chapitre de cette thèse.

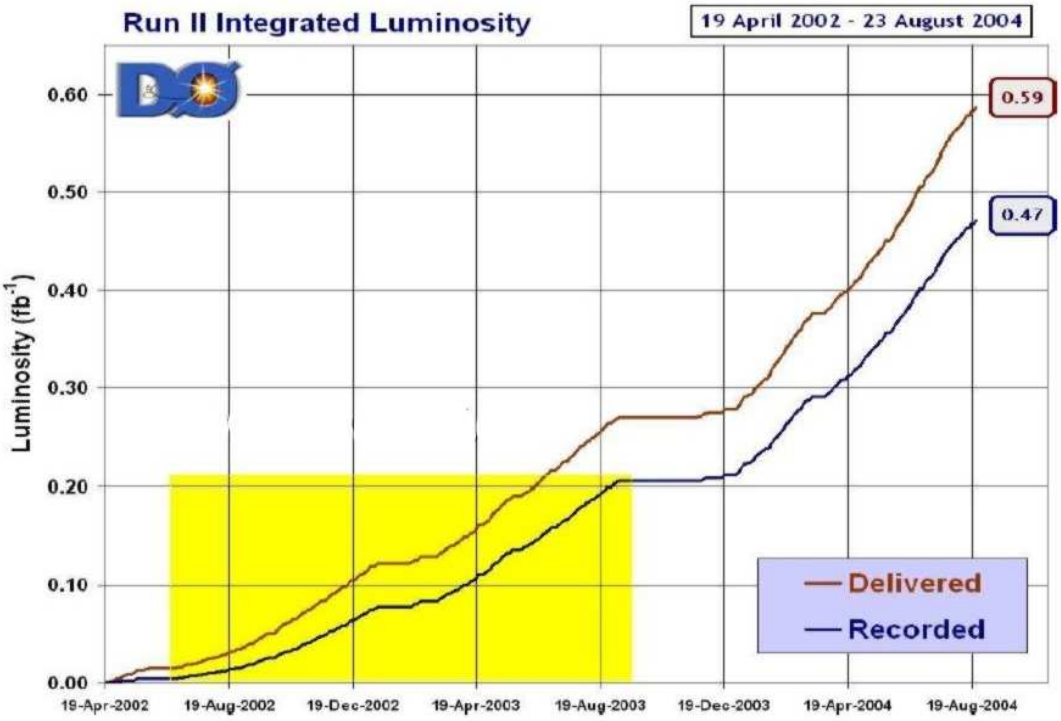


Fig. 1.7 – *Luminosité intégrée délivrée par le Tevatron depuis le début de prise de données du* RunII. *La zone jaune correspond aux données utilisées dans ce document.*

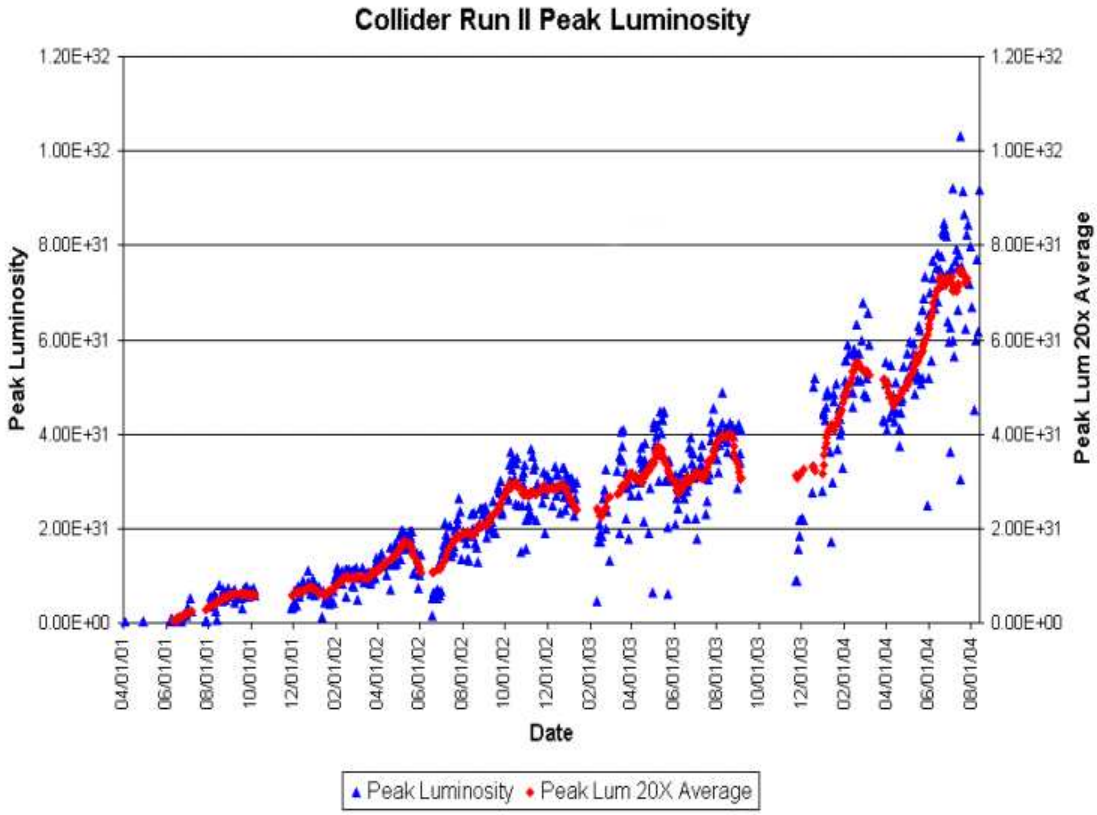


FIG. 1.8 – *Luminosité instantanée produite par le Tevatron.*

1.2 L'expérience DØ

Le détecteur DØ a bénéficié d'améliorations notables pour le RunII du Tevatron. (figure 1.10). En particulier un système de reconstruction de traces a été ajouté : il est composé d'un détecteur à micropistes au silicium (SMT) et d'un détecteur de traces à fibres scintillantes (CFT) plongés dans un champ magnétique uniforme de 2 Tesla et de symétrie cylindrique par rapport au faisceau, produit par un aimant solénoïdal.
Deux détecteurs de pieds de gerbes (**P**re**S**hower, PS) situés entre le rayon extérieur du solénoïde et le rayon intérieur du calorimètre (CPS) et sur les faces avant (arrière) du calorimètre (FPS), permettent d'améliorer l'identification des électrons et des photons. Le système de détection des muons a également bénéficié d'une plus grande couverture angulaire.

Fig. 1.9 – *La collaboration* DØ *rassemble environ 700 physiciens provenant de 19 pays différents.*

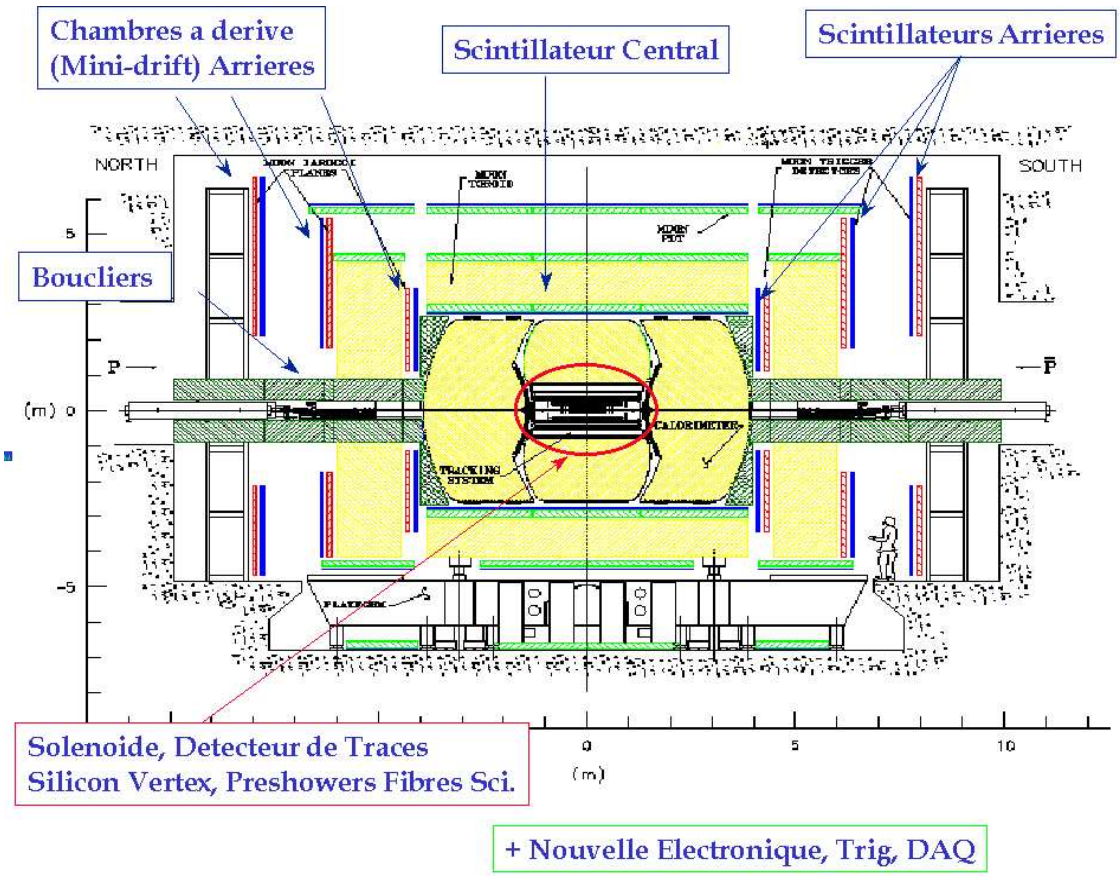


FIG. 1.10 – *Le détecteur* DØ *a bénéficié de nombreuses améliorations pour le* RUNII *(indiquées en bleu).*

Le détecteur DØ possède une symétrie cylindrique selon l'axe z dont la direction est donnée par celle des faisceaux de protons et d'antiprotons; il est ainsi commode d'utiliser le système de coordonnées polaires (r,ϕ) ou (η,ϕ) avec :

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{x^2+y^2} \\ \phi &= \arctan y/x \\ \eta &= -\ln\ (\tan\frac{\theta}{2}) \end{aligned}$$

où θ représente l'angle polaire par rapport à l'axe z.
Tous les objets reconstruits dans le détecteur sont repérés par rapport à l'origine géométrique du détecteur [0,0,0]. On distingue ainsi en général la pseudo-rapidité η^{cal} calculée par rapport à l'origine, de η qui est calculée par rapport au vertex primaire (PV).

1.3 La reconstruction de traces et de vertex

Le nouveau système de reconstruction de traces permet de reconstruire l'impulsion des particules grâce à la mesure de la courbure des trajectoires dans un champ magnétique de 2 Tesla produit par le solénoïde. Ainsi, en association avec le calorimètre et le détecteur de muons, la résolution en impulsion des électrons et des muons est également améliorée. Le trajectographe permet de plus la reconstruction de vertex secondaires pour l'étiquetage des jets issus de la fragmentation des quarks b, ou pour l'étude des modes de désintégrations des hadrons beaux.
En partant du point d'interaction, le trajectographe se décompose en trois éléments : le détecteur à micropistes au silicium, SMT, le détecteur à fibres scintillantes CFT et enfin le solénoïde. Nous allons à présent décrire les caractéristiques de ces divers éléments qui sont représentés dans la vue en coupe longitudinale sur la figure 1.11.

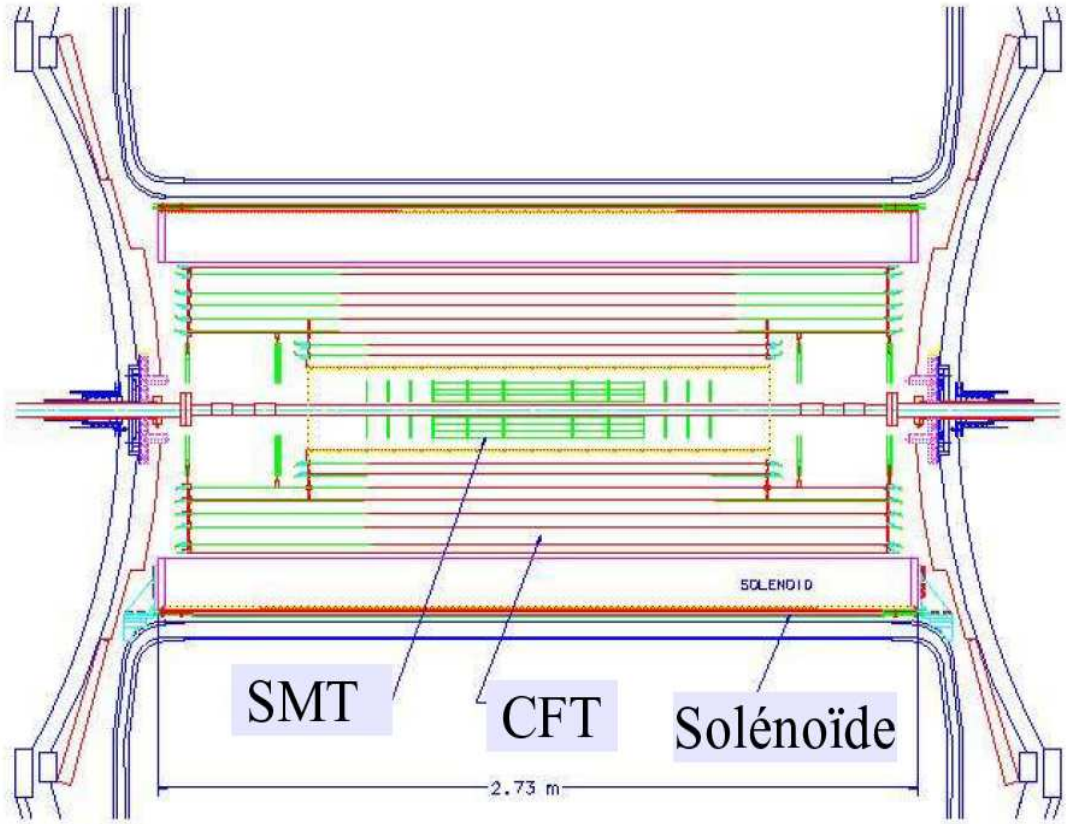


FIG. 1.11 – *Coupe longitudinale du système de reconstruction de traces composé, en partant du centre, du détecteur à micropistes* SMT *(en vert), puis du détecteur à fibres scintillantes* CFT *(en rouge) et du solénoïde produisant un champ magnétique de 2 Tesla.*

1.3.1 Le détecteur à micropistes au silicium

Le détecteur SMT, représenté sur la figure 1.12, est composé de six tonnelets constitués de quatre couches concentriques autour de l'axe du faisceau, de douze disques (F) transverses interposés entre les tonnelets et à leurs extrémités, ainsi que de quatre disques (H) permettant d'étendre l'acceptance aux régions avant et arrière du détecteur ($|\eta| < 3$) [6].

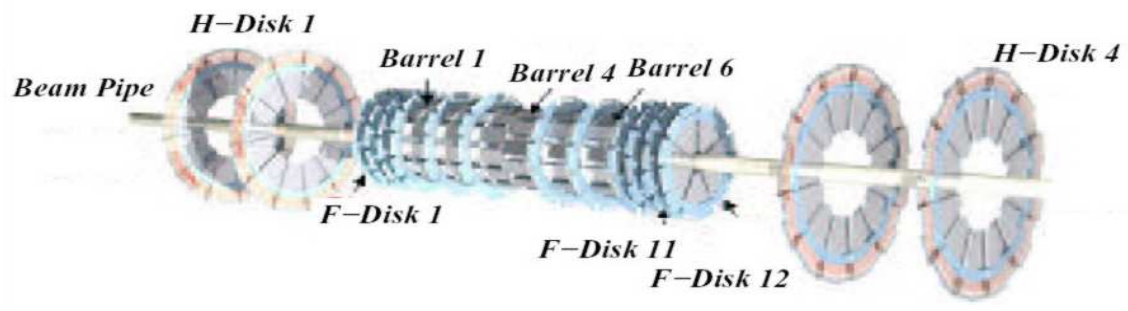


FIG. 1.12 – *Le détecteur à micropistes est décomposé en trois principaux sous-détecteurs : les tonneaux centraux dans lesquels sont interposés les disques F, et les disques H à l'extérieur qui permettent une couverture à grande pseudo-rapidité ($|\eta| < 3$).*

Le figure 1.15 illustre la structure en couche des tonnelets dans le plan transverse. On y distingue quatre «*super-couches*» (superlayer) composées de modules simple et double-faces totalisant 72 détecteurs à micropistes séparées d'un pas de 50 μm. Les caractéristiques du détecteur SMT sont résumées dans la table 1.2. Actuellement, 85% des 793000 canaux de lecture sont opérationnels. Bien que le détecteur soit très stable depuis sa mise en fonction, sa durée de vie est limitée par la haute densité des radiations environnantes ; il est ainsi prévu que la résolution spatiale du détecteur se dégrade d'un facteur deux pour une luminosité intégrée de $3 - 4$ fb^{-1} [7].

	Tonnelets	Disques F	Disques H
Nombre de canaux	387072	258048	147456
détecteurs	simple/double faces	double faces	simple face
Surface de Si (m^2)	1.3	0.4	1.3
Rayon interne (cm)	2.715	2.57	9.5
Rayon externe (cm)	10.51	9.96	26
Dist. longitudinale $\|z\|$ (cm)	38.4	54.8	110 - 120

TAB. 1.2 – *Caractérisitiques du détecteur* SMT

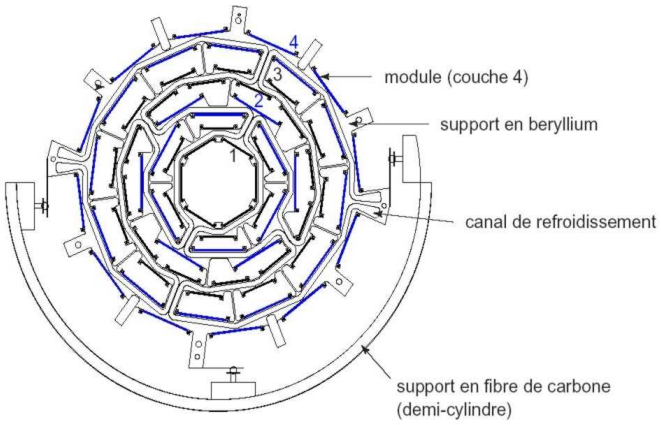


FIG. 1.13 – *Vue transversale des couches du détecteur* SMT.

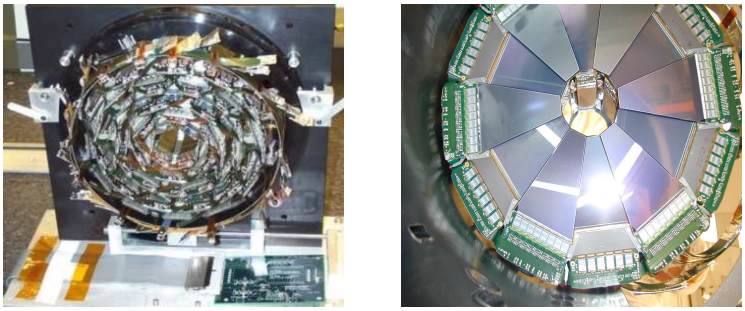


FIG. 1.14 – *Photos des tonnelets et des disques F du détecteur* SMT.

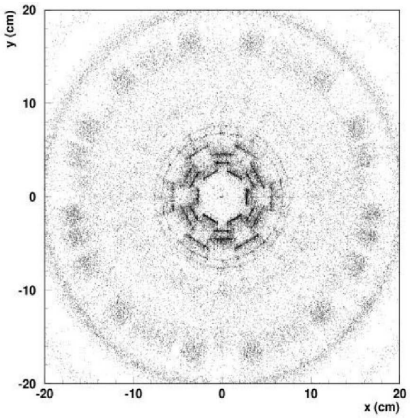


FIG. 1.15 – *Une tomographie du* SMT *obtenue en reconstruisant des photons de conversion* $\gamma \rightarrow e^+e^-$.

Afin de réduire les dommages occasionnés par les radiations, le détecteur SMT est maintenu à une température -5^oC par un refroidissement à eau circulant dans les supports en Beryllium [8].

1.3.2 Le détecteur à fibres scintillantes

Le détecteur central de traces, CFT, permet avec le détecteur SMT qu'il entoure, de reconstruire la trajectoire des particules. Sa couverture angulaire est cependant plus limitée que celle du SMT ($|\eta| < 2$). Il permet également de définir un déclenchement de premier niveau (L1) très rapide pour des particules chargées produites jusqu'à $|\eta| < 1.6$ (cf. paragraphe 5.4.1).
Il est composé de 74000 fibres scintillantes parallèles à l'axe du faisceau et disposées sur huit cylindres concentriques d'un rayon de 15 à 51 cm. Les cylindres impairs possèdent de plus deux couches de fibres disposées selon un angle stéréoscopique de 2-3°. La lecture est assurée par des VLPC (« *Visible Light Photon Counter*») possédant une efficacité quantique de 70%, un gain de 20000 et un taux de lecture de 10 MHz. Ils sont refroidis à l'hélium liquide à une température de 6 à 15 K.
L'efficacité de reconstruction du détecteur CFT a été mesurée supérieur à 99% et la résolution spatiale est de 100 μm dans le plan (r,ϕ).

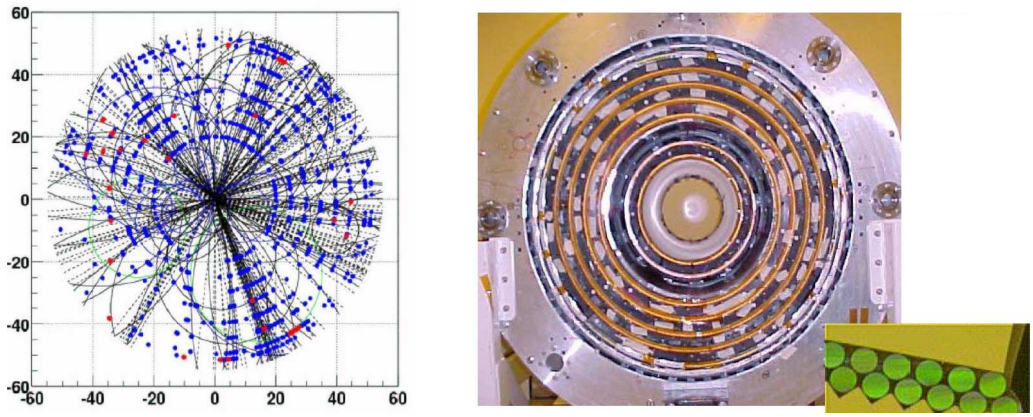


FIG. 1.16 – *Le détecteur* CFT *permet de reconstruire l'impulsion des traces à partir des trajectoires courbées sous l'action du champ magnétique produit par le toroïde et le solenoïde.*

La lecture des détecteurs du SMT et du CFT est assurée par une puce SVX II conçue au Fermilab et au LBL [9]. Celle-ci est composée de 128 canaux et possède un taux d'acquisition nominal de 132 ns permettant un temps de décision L1 de 4.3 μs.

1.3.3 Le solénoïde

Le solénoïde entoure les deux détecteurs de traces SMT et CFT. Il produit un champ magnétique de 2 Tesla qui courbe la trajectoire des particules chargées, permettant ainsi la mesure de leur impulsion et de leur charge [10]. Situé à un rayon de 60 cm par rapport au faisceau, il est composé de deux couches supraconductrices accumulant une énergie de 5 MJ.

Le solénoïde fonctionne à 10 K et produit un champ magnétique uniforme à ±0.5% tout le long de la trajectoire d'une particule incidente. Son épaisseur représente 0.9 longueur de radiation X_o[1] avant le calorimètre.

Performances

Le système de reconstruction de traces est étalonné à partir de résonances (K_s^o, Λ, cf. figure 1.17). Sa résolution en impulsion est évaluée à partir d'événements $Z \to \mu^+\mu^-$ [12] et est paramétrisée par :

$$\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = \sqrt{(S \cdot \sqrt{\cos\eta})^2 + (C \cdot p_t)^2}$$

Les valeurs mesurées (nominales) sont de : $S = 0.015$ (0.015) et $C = 0.018$ (0.014).

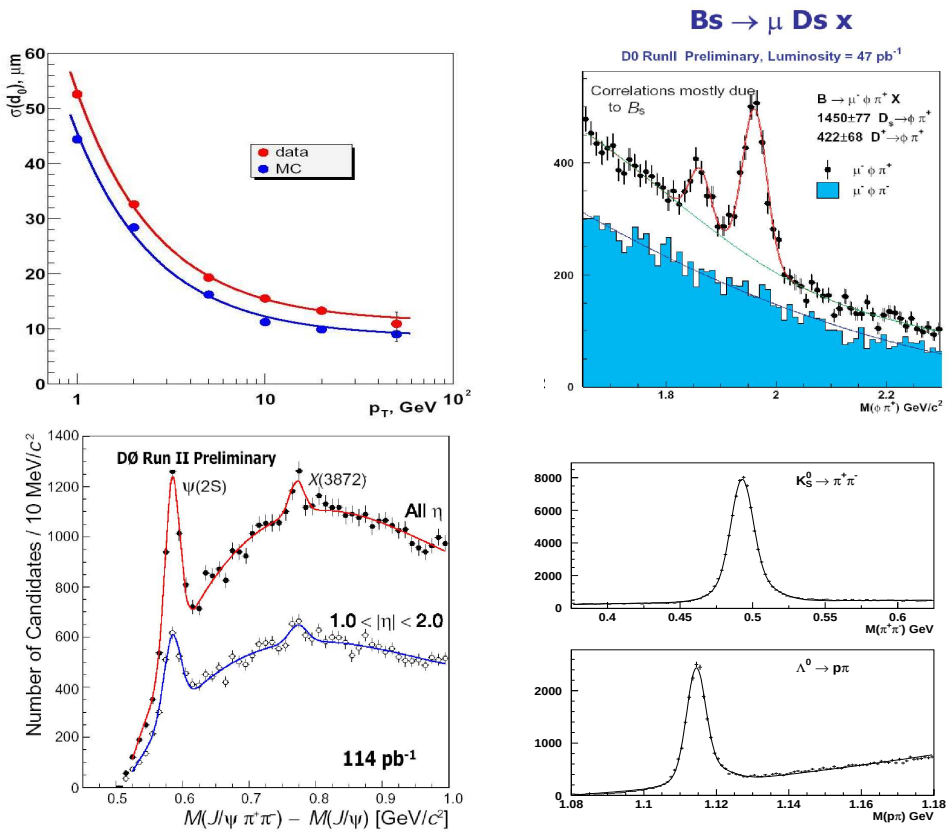


FIG. 1.17 – *Quelques exemples de la performance du système de reconstruction de traces et de vertex. En haut à gauche est représentée la résolution du paramètre d'impact des traces. Les autres figures représentent des résonances : D_s (en haut à droite), $\psi(2s)$ et $X(3872)$ (en bas à gauche), K_s et Λ (en bas à droite).*

1. La longueur de radiation d'un matériau correspond à la distance parcourue par un électron pour laquelle il perd en moyenne une fraction $1/e$ de son énergie [11].

1.4 Le système calorimétrique

1.4.1 Les détecteurs de pieds de gerbes

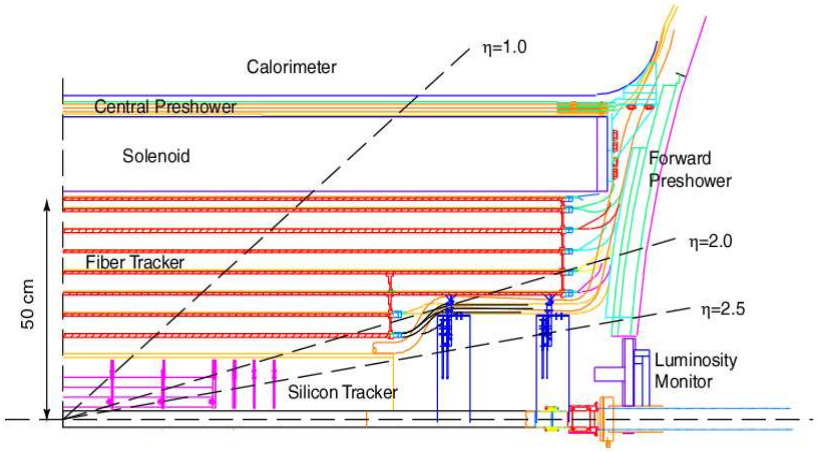


FIG. 1.18 – *Vue des détecteurs de pieds de gerbes* FPS *(à l'avant sur le bouchon du calorimètre) et* CPS *(entre le solénoïde et le cryostat central).*

Les détecteurs de pieds de gerbes central (CPS, $|\eta| < 1.2$) et avant (FPS, $1.4 < |\eta| < 2.5$) ont été conçus afin d'améliorer l'identification et les résolutions en énergie et en position des électrons et des photons dégradées par la présence du solénoïde [13, 14]. Ils permettent ainsi en combinaison avec le système de reconstruction de traces, d'améliorer la séparation des électrons, des photons et des hadrons. Ces détecteurs participent également au déclenchement du système calorimétrique. Ils sont composés de structures triangulaires de fibres scintillantes précédées d'une plaque en plomb (1 X_o) permettant d'amorcer une gerbe électromagnétique (figure 1.18). La lecture des détecteurs est assurée par des VLPC et des puces SVX II comme pour le CFT. La résolution spatiale est de 1.4 mm pour un électron. Le CPS et le FPS étaient encore en phase d'étalonnage durant la prise de données de 2003, l'information de ces détecteurs n'a donc pas été utilisée.

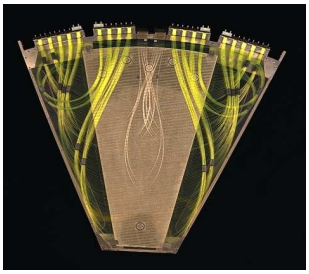


FIG. 1.19 – *Photos d'un module du* FPS.

1.4.2 Le calorimètre

Le calorimètre permet l'identification et la mesure de l'énergie des jets, des électrons, des photons et de l'énergie transverse manquante (les muons n'y déposant qu'une faible énergie). La structure du calorimètre de DØ est identique à celle du RunI [15] et se distingue en trois compartiments : la partie centrale $|\eta| < 1$ (**C**entral **C**alorimeter, CC) et les bouchons siutés à $1 < |\eta| < 4$ (**E**nd **C**alorimeter, EC). Il possède une géométrie pseudo-projective en tours de dimension $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ (figures 1.20 et 1.22).

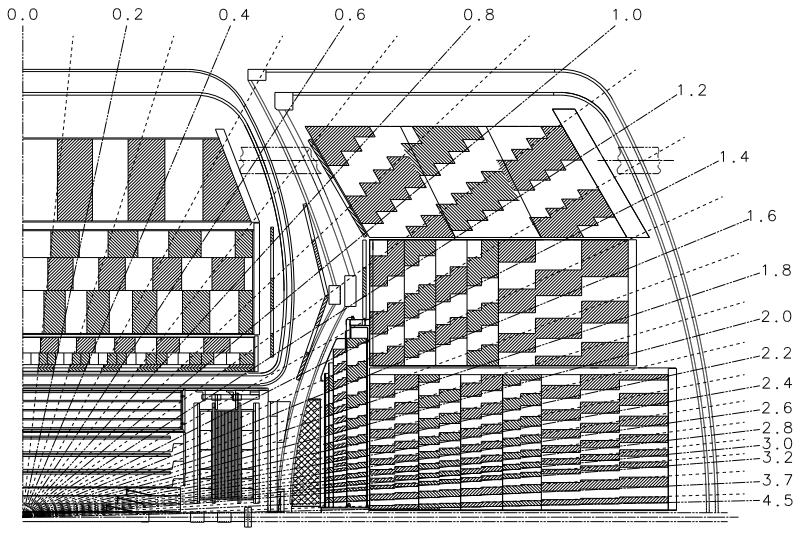


Fig. 1.20 – *Coupe longitudinale du calorimètre de* DØ.

Ces tours, au nombre de 5000, se décomposent en cellules qui assurent la mesure de l'énergie déposée par des particules incidentes interagissant avec les matériaux du calorimètre. La figure 1.21 représente la structure d'une telle cellule. Elle est composée d'un milieu passif, l'absorbeur en fer et en uranium (Fe, U), freinant les particules incidentes qui ionisent un milieu actif d'argon liquide (LAr), produisant ainsi un nombre d'électrons proportionnel à leur énergie respective. Une différence de potentiel de 1 kV permet alors de collecter les charges sur une plaque de cuivre en 450 ns. Le calorimètre est maintenu à une température de fonctionnement de 78 K par un système de cryostats.

La section électromagnétique du calorimètre est découpée en quatre couches concentriques (EM1-4) représentant une longueur de radiation de 21 X_o à $\eta = 0$. La couche EM3 possède une granularité double et se situe à une distance où les

gerbes électromagnétiques atteignent le maximum de leur développement, permettant ainsi d'améliorer la résolution en position des objets électromagnétiques. La partie hadronique est également composée de quatre couches concentriques (**F**ine **H**adronic, FH1-3, **C**oarse **H**adronic).

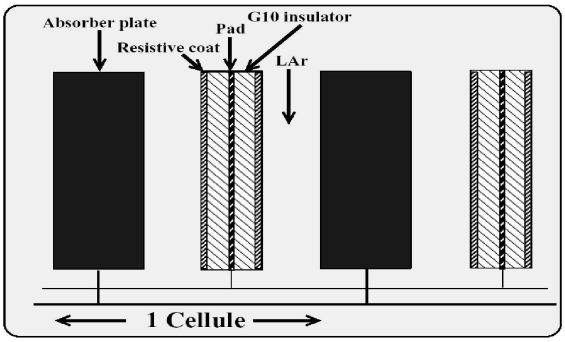


FIG. 1.21 – *Structure en cellule du calorimètre de* DØ. *On y distingue deux plaques d'absorbeur (Fe,U) et deux plaques d'électrodes plongées dans le milieu actif (LAr).*

Pour le RunII, le calorimètre de DØ bénéficie d'une nouvelle électronique de lecture [16]. En effet, le temps de croisement des paquets de protons et d'antiprotons dans le Tevatron a été réduit, nécessitant alors de réduire le taux d'empilement d'événements.

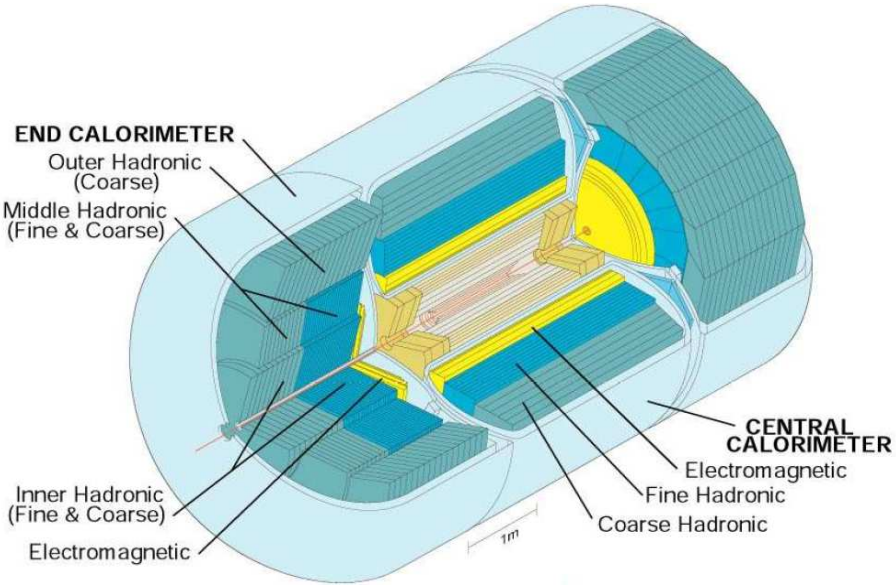


FIG. 1.22 – *Le calorimètre de* DØ *est segmenté en trois compartiments : un central (CC) et deux bouchons (EC) qui sont composés d'une partie électromagnétique (EM) et hadronique (FH,CH).*

1.4.3 L'intercryostat

L'intercryostat (ICD, figure 1.23) est situé dans une région peu instrumentée ($0.8 < |\eta| < 1.4$) entre les compartiments central et avant du calorimètre dans laquelle se situent les câblages (vr. figure 1.20. Il est composé de détecteurs à fibres scintillantes segmentées en $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ afin de s'ajuster à la segmentation du calorimètre, et permet d'améliorer la reconstruction. Il est complété de détecteurs (cellules) sans absorbeurs («*Massless-gap*») directement connectés au calorimètre [17].

FIG. 1.23 – *Photo de l'intercryostat (couronne) situé sur la face intérieure du bouchon du calorimètre (EC). On distingue également le* FPS *au centre.*

Performances

Les performances du calorimètre ont été mesurées avec des faisceaux de pions et d'électrons dans la gamme d'énergie 10-150 GeV [15]. La résolution du calorimètre est paramétrisée par :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2}}$$

où les constantes C, S et N tiennent compte, respectivement, des erreurs d'étalonnages (mécaniques, intercalibrations, ...), de fluctuations d'échantillonage et de bruits (électronique, uranium, ...).
Les performances du calorimètre pour des jets ont été mesurée pour le RunII [18] :

$$C = 0.059 \pm 0.007,\ S = 0.791 \pm 0.053\ GeV^{1/2},\ N = 0. \pm 1.9\ GeV.$$

Les mesures du RunII montrent que les performances du RunI ne sont pas atteintes du fait, entre autre, des matériaux additionnels (SMT, CFT, solénoïde, ...) situés avant le calorimètre [19, 21].
On utilise également des résonances (J/ψ, Υ, Z, ...) afin d'améliorer l'étalonnage du calorimètre ; la figure 1.24 en représente quelques unes. La référence [20] détaille abondamment la procédure de calibration.

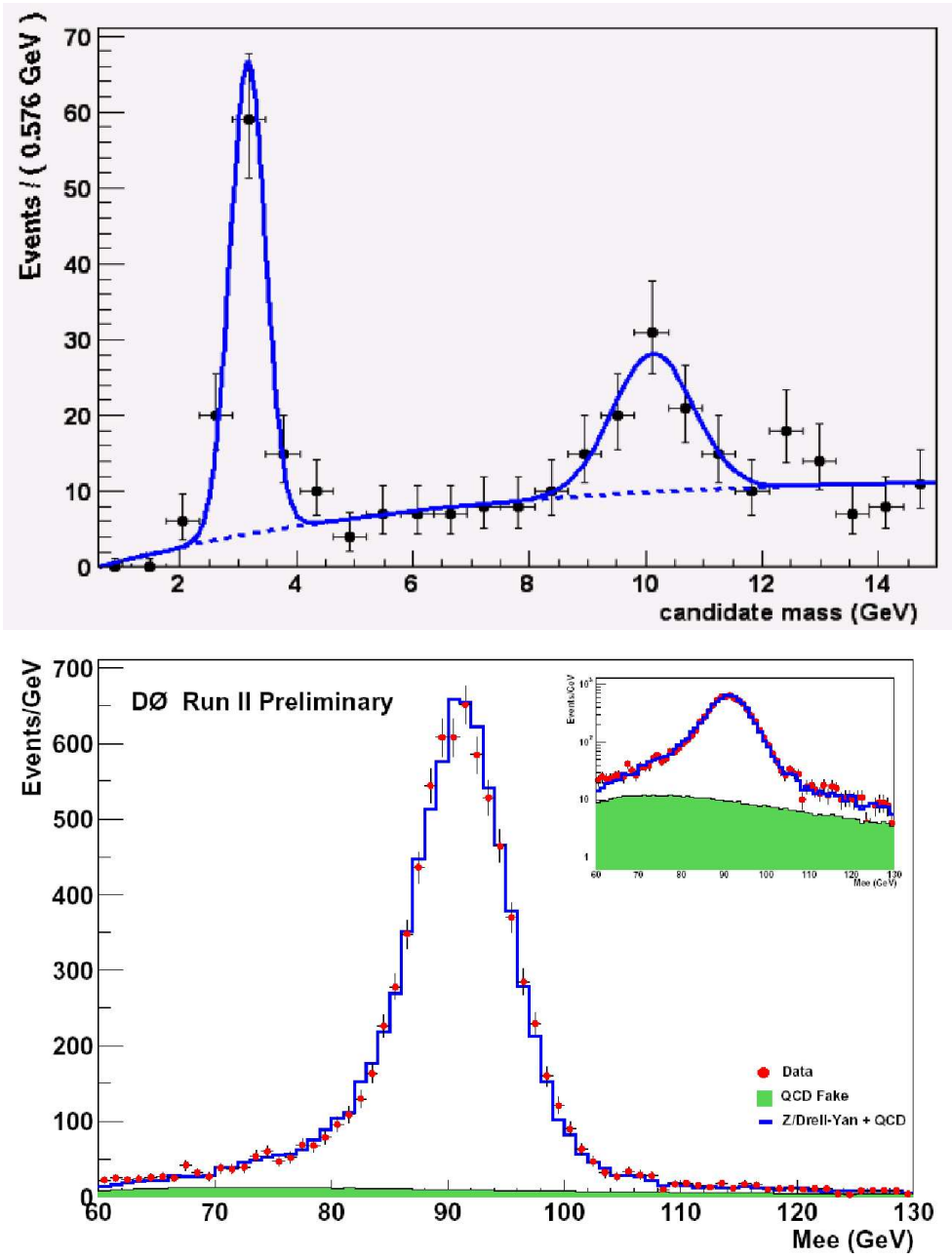


FIG. 1.24 – *Spectres de masse invariante $M(e^+e^-)$ obtenus en utilisant le calorimètre en association avec le système de reconstruction de traces. On distingue nettement les pics du J/ψ et du Υ (en haut) et le pic du boson Z (en bas).*

1.5 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons est le détecteur le plus éloigné du point d'interaction primaire. Il entoure le calorimètre et est composé de deux parties : la région centrale $|\eta| < 1$ WAMUS (**W**ide **A**ngle **MU**on **S**ystem) et les régions avant/arrière FAMUS (**F**orward **A**ngle **MU**on **S**ystem), permettant d'augmenter la couverture angulaire jusqu'à $|\eta| < 2$.
Le spectromètre est composé de trois types de détecteurs :

1. les tubes à dérive (**P**roportional **D**rift **T**ubes, PDT) constitués de 24 cellules. La dérive des charges s'effectue le long de l'axe z. Ils possèdent une résolution de ~ 0.5 mm [23].
2. les mini-tubes à dérives (**M**ini **D**rift **T**ubes, MDT) ont été ajoutés à la configuration du RunI afin d'étendre la couverture angulaire jusqu'à $|\eta| < 2$ [24].
3. les compteurs à scintillateur. Ces détecteurs sont utilisés pour le déclenchement (leur temps de lecture est de ∼120 ns), pour rejeter les particules cosmiques et améliorer l'identification des muons [25].

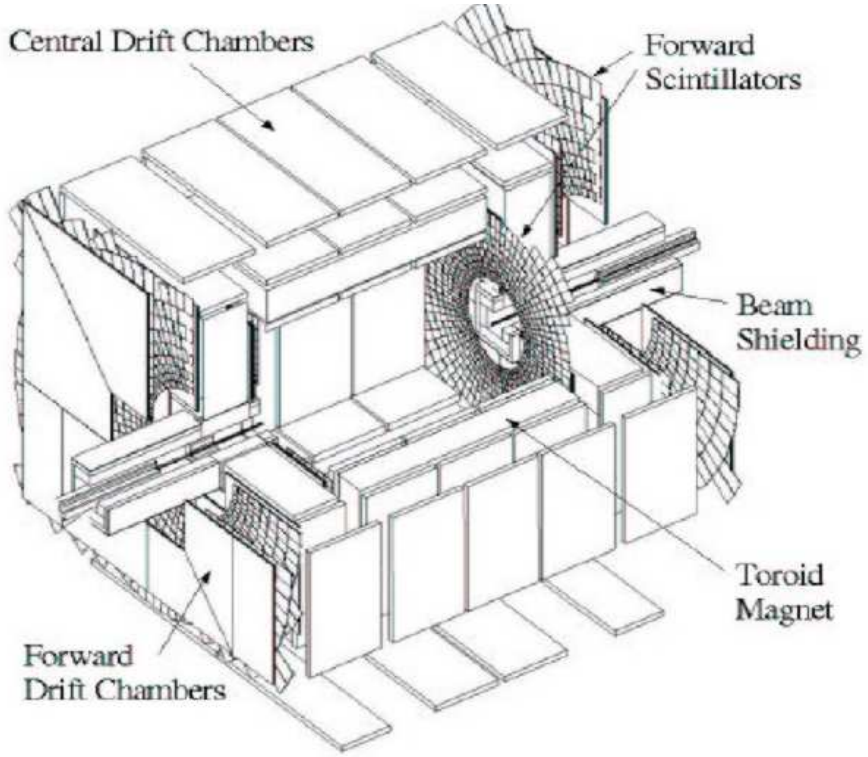


Fig. 1.25 – *Le système de détection de muons de* DØ *est composé de chambres à dérive et de scintillateurs. Le blindage permet de protéger les détecteurs des rayonnements γ et des neutrons produits lors des collisions de protons et d'antiprotons avec le tube à vide et dans le calorimètre.*

Ces détecteurs sont installés en trois plans succesifs A, B et C dans la partie centrale et avant du spectromètre. Le plan A est situé le plus à l'intérieur, autour du calorimètre. Un aimant toroïdal situé entre les couches A et B produit un champ magnétique de 1.8 Tesla permettant ainsi la mesure de l'impulsion et de la charge des muons. Cette mesure est considérablement améliorée au RunII grâce à l'utilisation conjointe du système de reconstruction de traces. Les figures 1.25 et 1.26 illustrent le spectromètre à muons. Notons que sa couverture angulaire est limitée par le support mécanique du détecteur DØ, laissant ainsi une zone inférieure non-instrumentée.

Fig. 1.26 – *Photo du système de détections des muons. On aperçoit, à droite et à gauche, les scintillateurs et au centre les chambres à dérive.*

Performances

Les performances du spectromètre à muons combiné au système de reconstruction de traces, ont été mesurées avec différentes résonances (figures 1.27 et 1.28).

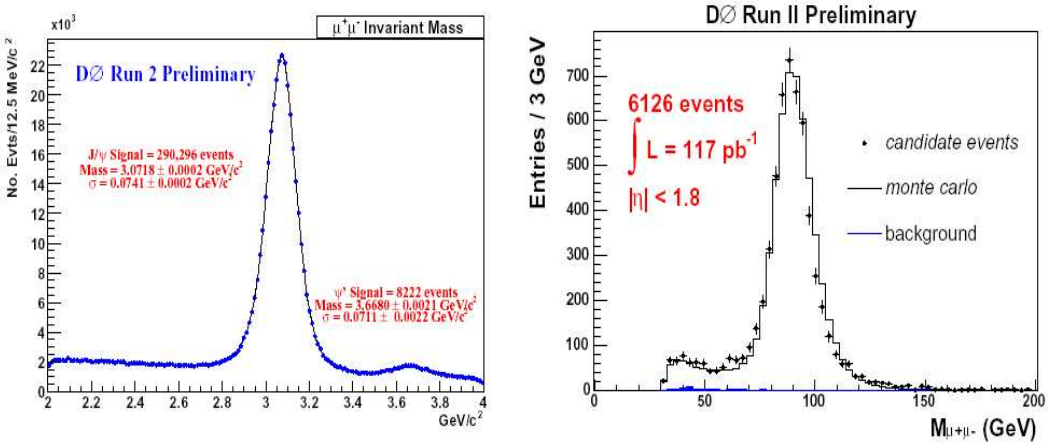


Fig. 1.27 – *Spectres de masse invariante $M(\mu^+\mu^-)$ obtenus en utilisant le spectromètre à muons en association avec le système de reconstruction de traces [26, 27]. On reconnaît le pic du J/ψ (à gauche) et le pic du Z (à droite).*

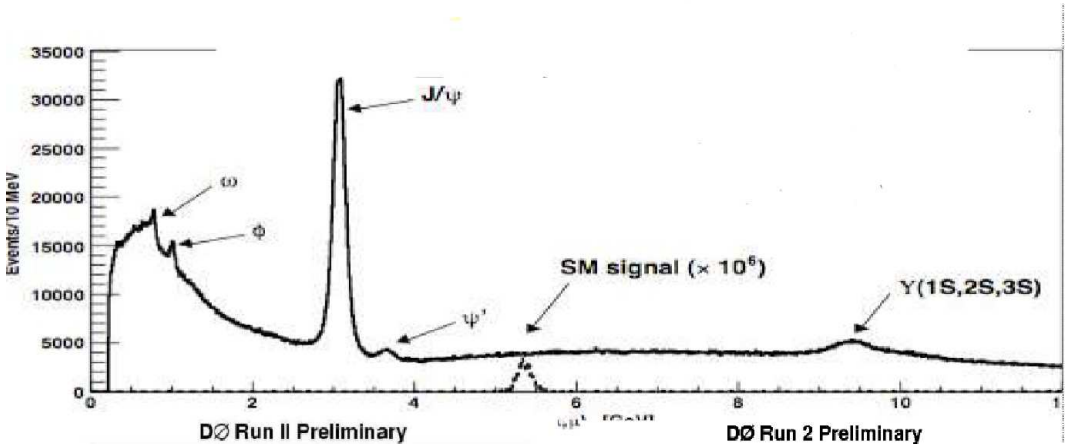


FIG. 1.28 – *Spectre de masse invariante $M(\mu^+\mu^-)$ obtenu en utilisant le spectromètre à muons en association avec le système de reconstruction de traces [26, 27].*

1.6 Le luminomètre

La luminosité est mesurée en comptant le nombre d'interactions inélastiques $p\bar{p}$ normalisé à leur section efficace. Deux détecteurs circulaires divisés en 24 sections de scintillateurs couvrant les régions $2.7 < |\eta| < 4.4$ sont utilisés à l'intérieur du rayon du FPS, sur le bouchon du calorimètre à une distance de ± 135 cm.
Ces détecteurs permettent de mesurer la position du vertex primaire avec une précision de ± 6 cm en effectuant des coïncidences en temps entre les impacts des particules issues des quarks spectateurs des protons et antiprotons incidents. Ces paires d'impacts sont enregistrées et un numéro de bloc de luminosité (LBN) leur est attribué. Ainsi, un événement est caractérisé par un numéro de «*run*» (prise de données), d'événement et de bloc de luminosité. La figure 1.29 illustre le schema d'un détecteur de luminosité.

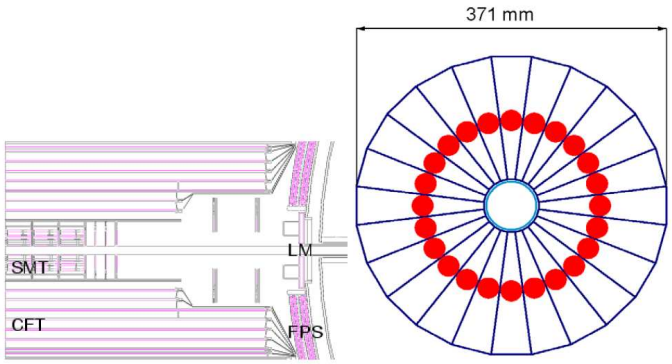


FIG. 1.29 – *Vue d'un détecteur composé de 24 sections de scintillateurs utilisé dans le système de mesure de la luminosité.*

1.7 Le système de déclenchement

A une énergie au centre de masse de 1.96 TeV, la section efficace proton-antiproton est de $\sim$ 60 mb [28]. Tenant ainsi compte de la luminosité au RunII, le taux d'interactions atteint une fréquence de $\sim$ 25 MHz, avec quelques interactions multiples à chaque croisement de paquets. La plupart de ces interactions est sans intérêt ; cependant parmi elles, quelques bosons W sont produits par seconde ainsi que quelques paires $t\bar{t}$ par heure.
Un puissant outil est donc nécessaire afin de sélectionner les rares événements physiques intéressants parmi le grand nombre d'interactions, avec un facteur de réjection de 10^6 pour un temps de réponse de quelques millisecondes.

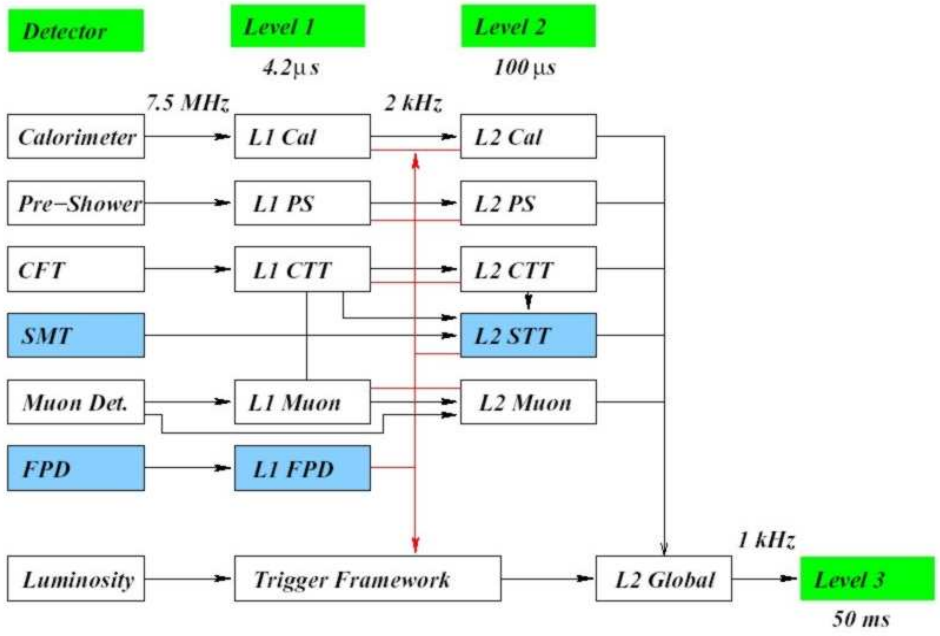


FIG. 1.30 – *Le système de déclenchement de* DØ *est décomposé en trois niveaux L1, L2 et L3.*

Les événements physiques intéressants se distinguent heureusement par une signature spécifique qui sert à l'élaboration du système de déclenchement. Un ou deux leptons de grand moment transverse peut par exemple signaler la présence d'un boson W ou Z. Si l'on combine cette information avec la présence de jets étiquetés de beauté, nous pourrions alors envisager la présence d'un quark top ou d'un boson de Higgs. Si, associée à ce lepton, une grande énergie manquante est détectée, nous serions éventuellement en présence d'une signature d'un événement de type supersymétrique. Le système de déclenchement offre une très grande flexibilité afin de bénéficier d'approches topologiques complémentaires pour un processus donné, il est divisé en trois niveaux d'une capacité et d'une complexité croissante (cf. figure 1.30).

Le niveau 1

Le niveau 1 de déclenchement (L1) est complètement intégré au «hardware». Son principal rôle est de détecter des motifs d'impacts ou de dépôts d'énergie qui puissent révéler le passage de particules à travers le détecteur. Par exemple, le déclenchement du calorimètre détecte les tours calorimétriques qui possèdent un dépôt d'énergie supérieur à un seuil prédéfini ; des impacts dans le système à muons ainsi que dans le CFT sont examinés afin de tester leurs consistance avec une trace chargée, pour différent seuils d'impulsions transverses. Le temps de décision du niveau 1 est de ~ 4.2 μs, si l'on ajoute à cela un temps mort de lecture de ~ 10 μs, le niveau 1 est limité à un seuil de fonctionnemment de 2 kHz.
Chacun des sous-systèmes du niveau 1 prépare un ensemble de termes représentant des conditions satisfaites ou non (par ex. 2 traces CFT de p_t>3 GeV/c) qui sont ainsi envoyées à l'interface globale du niveau 1 («*L1 Trigger Framework*») qui peut alors construire des combinaisons de termes de complexités diverses (par ex. 2 traces CFT de p_t> 3 GeV/c ET au moins deux amas («*clusters*») électromagnetiques d'énergie > 10 GeV).

Le niveau 2

Le niveau 2 de déclenchement (L2), constitué principalement de pré-processeurs (un par sous-détecteur : calorimètre, muon, CFT, pieds de gerbes et SMT), permet de corréler et d'intégrer spatialement des informations des détecteurs afin de réduire d'un facteur supplémentaire le taux d'acquisition. Un processeur global permet alors d'associer les différents éléments en objets physiques, tels que des muons, des électrons, des jets, ...
Depuis l'automne 2003, un nouvel élément est utilisé au niveau L2 : le ***S**ilicon **T**rack **T**rigger* (STT) qui, en associant à la fois des informations directes du SMT et du niveau 2 du CFT, permet de détecter des traces de grand paramètre d'impact qui pourraient signaler la présence de saveur lourde dans l'événement. Cet outil n'était pas encore opérationnel pour les données traitées dans ce document. Le niveau 2 accepte et passe des événements au niveau 3 à une fréquence de 1 kHz.

Le niveau 3

Le niveau 3 de déclenchement (L3) est constitué d'une ferme de PC qui permet une reconstruction préliminaire de la totalité de l'événement. Malgré un temps limité de 25 ms, l'étape de reconstruction permet d'intégrer des algorithmes d'une efficacité quelques fois comparable à celles obtenue dans les analyses. Les événements satisfaisant ainsi des critères prédéfinis sont alors enregistrés à un taux de 50 Hz.

1.8 La reconstruction des objets

Nous allons à présent décrire les méthodes de reconstruction et de sélection des différents objets. Chaque événement dans le détecteur DØ correspond au traitement d'environ un million de canaux de lecture.

1.8.1 Les traces

Les traces sont reconstruites grâce aux impacts observés dans les détecteurs SMT et CFT [30, 29]. Il existe trois régions distinctes de reconstruction :

1. dans la région centrale $|\eta| < 1.7$, l'information du SMT et du CFT est utilisée. Les traces situées dans cette région possèdent 16 impacts dans le CFT.
2. la région de recouvrement $1.7 \leq |\eta| \leq 2.$ dans laquelle le nombre d'impacts dans le CFT est plus faible $(8 - 15)$.
3. la région avant $|\eta| > 2$, dans laquelle seul le SMT est utilisé pour la reconstruction.

Plusieurs algorithmes de reconstructions de traces sont utilisés dans DØ, «*Global Track Finder*» [31], «*Histogram track Finding*» [32], «*Alternative Algorithm*» [29]. Ils sont tous basés sur un ajustement de Kalman [33]. Les paramètres des traces sont évalués par rapport à l'origine géométrique [0,0,0] du détecteur DØ. Leur impulsion transverse minimale est de 183 MeV. Une fois l'étape de reconstruction des traces achevée pour un événement, une procédure de recherche du vertex primaire d'interaction est alors entamée.

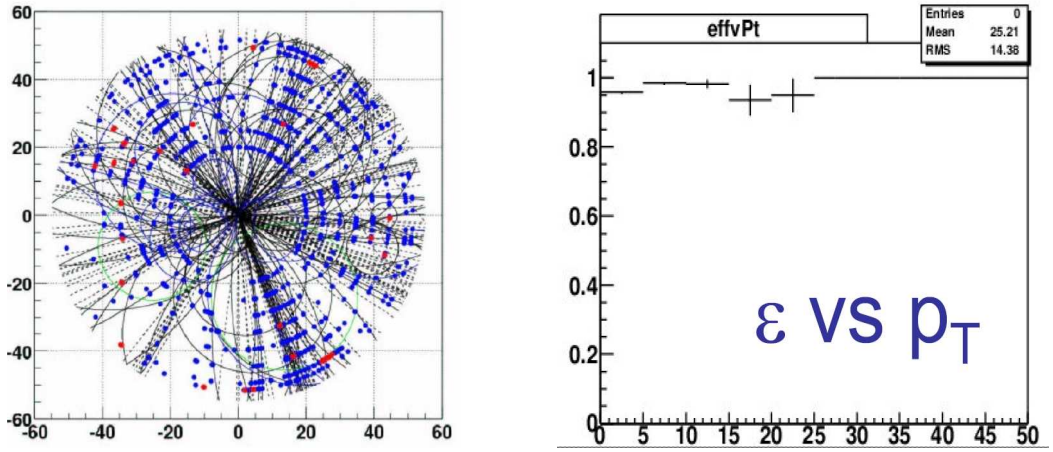


FIG. 1.31 – *Les traces sont reconstruites à partir des impacts observés dans les détecteurs* SMT *et* CFT *(projetés dans le plan transverse à gauche). La figure de droite représente l'efficacité de reconstruction des traces en fonction de leur impulsion transverse en GeV/c.*

1.8.2 Le vertex primaire

La résolution en position du vertex primaire est primordiale pour beaucoup d'analyses de physique. En effet, elle permet d'estimer correctement la direction de tous les objets reconstruits (jets, électrons, $\not{E}_t$, muons, ...) et comme nous le verrons dans le chapitre 4, elle est l'un des ingrédients essentiel pour les algorithmes d'étiquetage des jets de quark beau.
Du fait de l'empilement des événements, il est possible de reconstruire plusieurs vertex primaires par événement. La position du vertex primaire est limitée par la largeur du faisceau qui est de ~ 30 μm dans le plan transverse et de quelques centimètres le long de l'axe z.
La reconstruction du vertex primaire (PV) est basée sur un algorithme qui se décompose en quatre étapes [34] :

Sélection des traces :
Les traces sont sélectionnées si elles proviennent de la région d'interaction des faisceaux, elles doivent satisfaire à : $|IP_{xy}|$ <2 mm (cf. eq. 4.2) Elles sont ensuite regroupées selon la distance qui sépare le point d'intersection de leur trajectoire avec l'axe z du faisceau. Un algorithme de reconstruction de jet de traces chargées est utilisé dans cette étape. Nous renvoyons le lecteur au paragraphe 4.4.1 pour une description détaillée de cet algorithme.

1er ajustement des traces :
Les traces de chaque groupe sont alors utilisées afin de reconstruire un vertex par un ajustement de Kalman [34]. On peut ainsi obtenir plusieurs vertex primaires candidats le long de l'axe z qui représentent la position moyenne de la zone d'interaction des faisceaux.

2ième ajustement :
Cette position moyenne est utilisé afin de recalculer les paramètres des traces et d'optimiser une seconde procédure de sélection et d'ajustement des traces dans laquelle les vertex d'interaction sont alors finalisés.

Sélection du vertex primaire :
La dernière étape permet, à l'aide d'une approche probabiliste [35] basée sur la distribution en impulsion des traces associées au vertex, de distinguer parmi les vertex reconstruits, le vertex d'interaction primaire de ceux provenant de l'empilement des événements.

Grâce à cet algorithme, la résolution en position du vertex primaire a pu être sensiblement améliorée dans les données `p14` par rapport aux techniques utilisées dans les versions précédentes de reconstruction des données [112]. Elle atteint dans le plan transverse aux faisceaux, pour des événements simulés $t\bar{t}$, une valeur de ~ 10 μm dans la région centrale. L'efficacité de reconstruction a été évaluée dans

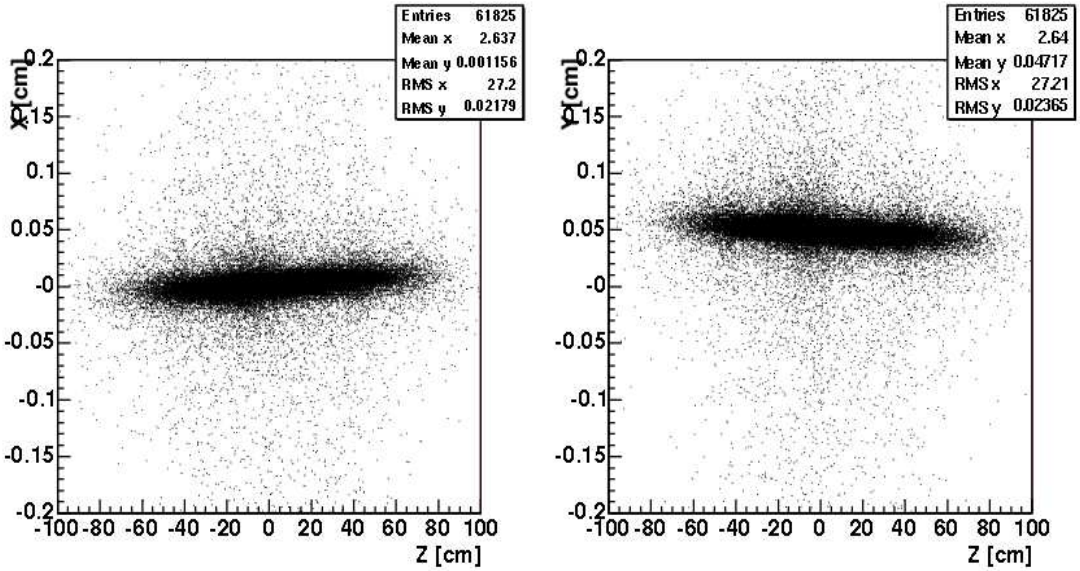


FIG. 1.32 – *Position en x (à gauche) et en y (à droite) des vertex primaires en fonction de leur coordonnées z dans les données réelles de type multijets. On distingue le décalage des faisceaux ainsi que leur position dans le détecteur [112].*

des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ et atteint 97% ainsi que dans données multijets. Les figures 1.32 et 1.33 représentent les positions et les résolutions des vertex primaires dans le plan transverse mesurées pour des événements multijets.

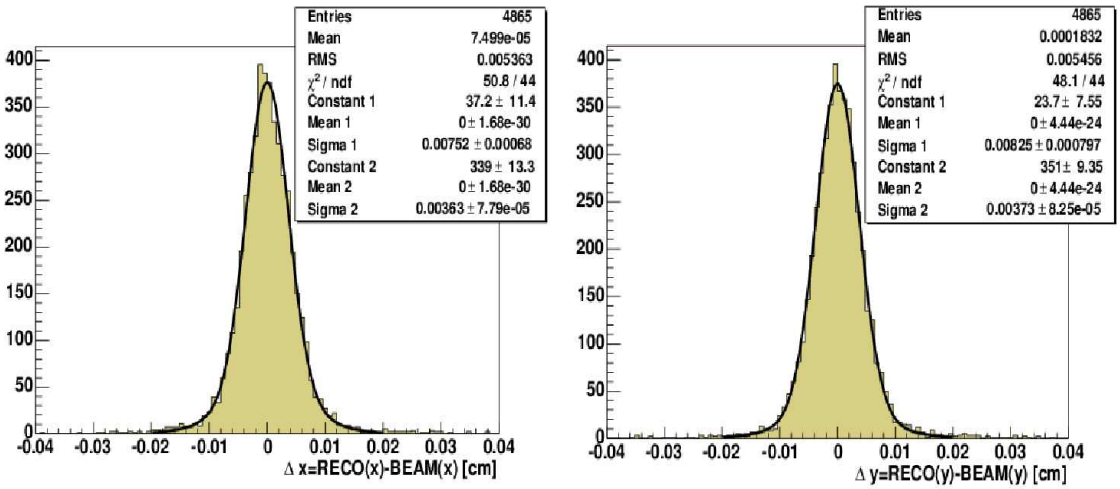


FIG. 1.33 – *Résolution en x (à gauche) et en y (à droite) des vertex primaires dans les données réelles de type multijets [112].*

1.8.3 Les jets

Un jet n'est pas un objet physique ; il peut être défini de plusieurs manières : un jet de partons, de traces chargées ou un jet calorimétrique. Dans l'expérience DØ c'est cette dernière définition qui est utilisée.

La reconstruction

Deux algorithmes sont principalement utilisés dans DØ [36] : un algorithme de cône «*Improved Legacy Cone Algorithm*» [37] et un algorithme k_t [38]. Nous ne décrirons que le premier qui a été utilisé tout au long de ce travail de thèse. L'algorithme de cône utilise comme unité d'information la tour du calorimètre (qui mesure $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$) dont l'énergie correspond à la somme des énergies pondérées (afin d'optimiser leur réponse pour des électrons de $\sim$ 50 GeVet des pions de $\sim$ 20 GeV) des cellules qui la composent.

Rappelons que le calorimètre de DØ possède une structure en tours decomposées en cellules. Dans une première étape, une tour «*graîne*» est retenue si son énergie transverse est supérieure à une énergie minimum. Les cellules dont l'énergie est prédominante dans une tour et qui se situent dans la partie *coarse hadronic*, ou dans les parties sans absorbeur à l'avant et à l'arrière, sont rejetées. De même, seules sont considérées les cellules produisant un signal supérieur à 2.5 σ après suppression des piedestaux (zéro-suppression).
Des *proto-jets* sont alors construits avec l'algorithme de cône à partir de la liste de graînes trouvées dans l'événement. Afin de réduire la sensibilité de l'algorithme à des effets de radiation, les barycentres en énergie, des proto-jets sont calculés. L'étape suivante permet d'associer ou de séparer les proto-jets selon qu'ils partagent plus ou moins 50% de leur énergie respective. Finalement, un jet est défini s'il possède une énergie transverse $E_t^{jet} \geq 8$ GeV.
Deux valeurs pour le rayon $R_{cône}$ d'association des cellules sont utilisées[2] : 0.5 et 0.7. Il a été montré que la valeur 0.5 était la plus performante dans le recherche du quark top dont les produits de désintégration ont une grande énergie.

Deux algorithmes complémentaires sont utilisés afin d'améliorer encore la sélection des cellules. *NADA* [40, 41] est utilisé afin de supprimer les cellules «chaudes» du calorimètre. L'algorithme T42 [42], utilisé dans les analyses de mesures des propriétés du quark top, est une zéro-suppression dynamique qui remplace la coupure à 2.5 σ par une analyse de l'activité dans le voisinage de chaque cellule. Il élimine les cellules d'énergie négative provenant de fluctuations du bruit et celles dont le signal dépasse de 2.5 à 4 écarts standards la moyenne du bruit de fond électronique. T42 permet de réduire le nombre de «mauvais jets» par un facteur deux.

2. le rayon est défini dans l'espace (η,ϕ) par : $R = \sqrt{\eta^2 + \phi^2}$.

L'identification

Un jet reconstruit à l'aide de l'algorithme de cône doit satisfaire à plusieurs critères d'identification permettant de s'affranchir des inefficacités de reconstruction et de bruits électroniques.

Les variables suivantes sont considérées :

EMF :
afin de rejeter les particules électromagnétiques isolées qui ne sont pas identifiées à des électrons ou des photons, une coupure sur la fraction électromagnétique, EMF, est appliquée : $0.05 < EMF < 0.95$.

n90 :
les jets reconstruits à partir d'une seule tour ne sont pas désirables. Ainsi le nombre de tours contenant plus de 90% de l'énergie totale, $n90$, doit être supérieur à 1.

HotF :
des cellules (*chaudes*) peuvent fortement fluctuer et ainsi mesurer des énergies trop importantes. Une coupure est appliquée sur la fraction d'énergie transverse des deux cellules les plus énergiques, $HotF$, qui doit être inférieure à 10.

CHF :
certains jets sont reconstruits à partir de dépôts d'énergie assimilés à du bruit dans la partie *coarse hadronic* du calorimètre. Afin de rejeter ces candidats, une coupure est appliquée sur la fraction d'énergie déposée dans cette région : $CHF < 0.4$.

f90 :
il a été observé que les critères ci-dessus sélectionnaient encore de mauvais jets provenant de bruits dans le calorimètre. Leur énergie est souvent largement distribuée sur l'ensemble des cellules les composant. C'est pourquoi une variable supplémentaire à été utilisée dans les données acquises en 2003 : la fraction $f90 = n90/nb\ de\ cellules$. Elle permet de rejeter les mauvais jets tout en gardant ceux issus de la radiation de gluons, qui présentent souvent les mêmes caractéristiques et qu'une coupure plus forte sur $n90$ aurait éliminés. Les coupures suivantes furent appliquées :

1. $E_t^{jet} \leq 25$ GeV: $f90 < 0.7 - 0.5 \times CHF \quad ou \quad CHF < 0.025$.
2. $E_t^{jet} \geq 25$ GeV: $f90 < 0.8 - 0.5 \times CHF \quad ou \quad CHF < 0.05$.

L1Conf :
Il s'avéra que la variable $f90$ fut trop inefficace pour les bons jets. Une nouvelle variable, `L1Conf`, fut considérée pour les données `p14`. Elle permet une mesure indépendante (via une chaîne électronique différente) de l'énergie d'un jet au niveau L1 (tours) dont la calibration aété sensiblement améliorée. Cette variable n'a pas été complètement otpimisée et fait encore l'objet d'études par

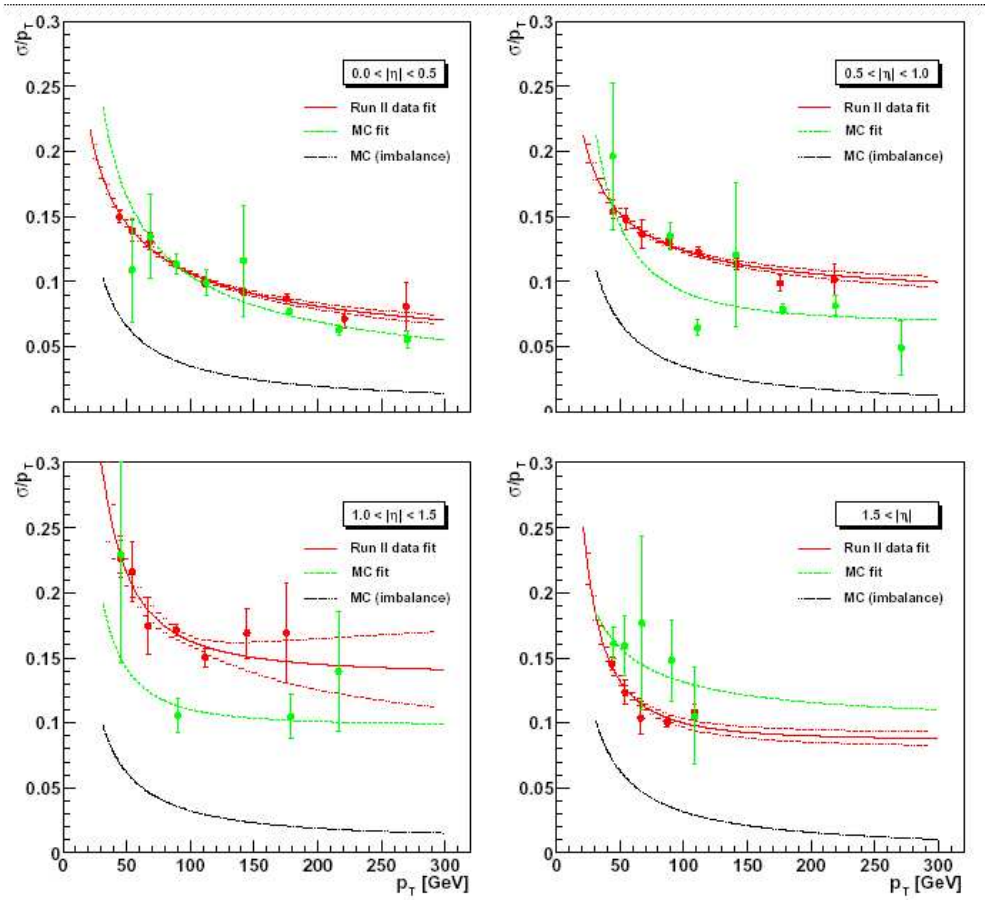


FIG. 1.34 – *Résolution en énergie des jets de cône $R = 0.5$ pour différentes acceptances angulaires dans les données réelles et simulées.*

le groupe d'identification des jets, JETID [39]. Nous verrons dans le chapitre 5, concernant l'analyse de la section efficace de production de paires de quarks top, comment cette variable permet d'améliorer l'identification des jets.

Résolution en énergie

Le groupe **J**et **E**nergy **S**cale (JES), a mesuré la résolution en énergie des jets dans des événements $\gamma - jet$ [43]. Les résolutions dans la partie centrale et avant (arrière) sont indiquées sur la figure 1.34 pour des jets de cône de rayon $R = 0.5$ en fonction de leur énergie transverse.
Le groupe JES a de plus déterminé la correction en échelle d'énergie (du même nom, JES). Elle permet d'estimer l'énergie des particules d'un jet produit par fragmentation en corrigeant l'énergie de ce dernier. L'énergie corrigée est ainsi évaluée

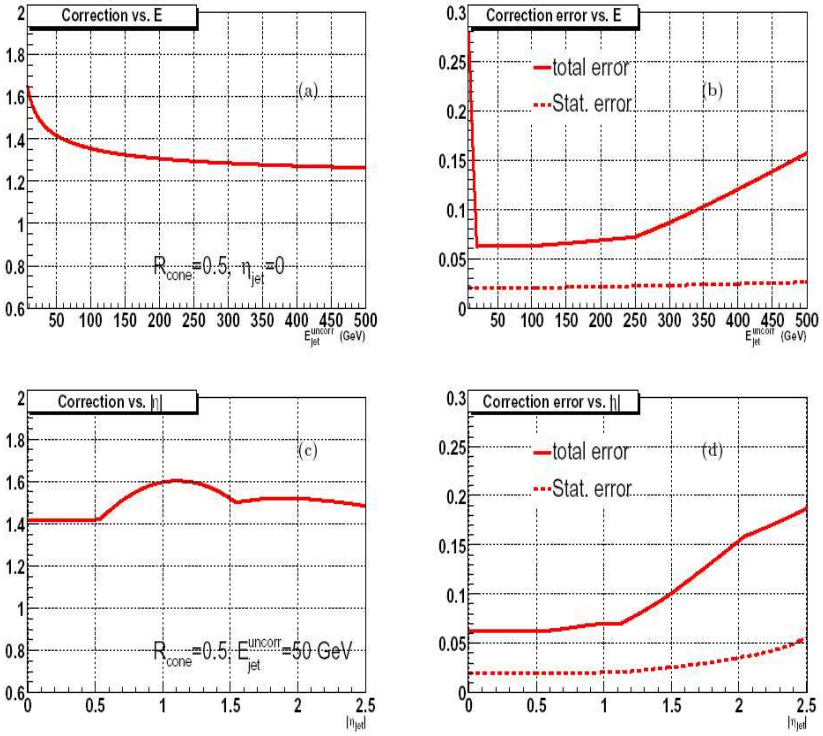


FIG. 1.35 – *Corrections d'échelle en énergie des jets de rayon $R = 0.5$ en fonction de E_t^{jet} et η^{jet} (à gauche) et les erreurs absolues respectives (à droite).*

par :

$$E(corrigée) = \frac{E_{mesurée} - \mathcal{O}}{R \times S}$$

où $\mathcal{O}$ représente les corrections provenant des effets d'empilement des événements, de bruit provenant de l'électronique et de l'uranium, des interactions multiples ... R représente la réponse du calorimètre obtenue en mesurant l'énergie transverse manquante $\not{E}_t$ dans des événements $\gamma - jet$, et S représente la fraction de l'énergie s'échappant du cône du jet. Cette correction d'échelle est appliquée indépendamment dans les données réelles et simulées.

1.8.4 Les objets électromagnétiques

Les objets électromagnétiques (électrons, photons) sont reconstruits comme les jets dans le calorimètre. L'information provenant du système de reconstruction de traces et des détecteurs de pieds de gerbes est également utilisée afin d'améliorer leur séparation des hadrons [44].
Un objet électromagnétique est reconstruit en sélectionnant les tours dont l'énergie est supérieure à 0.5 GeV. Les tours voisines sont alors associées dans un cône de rayon $R = 0.2$ afin de former un amas électromagnétique («*EM cluster*»).

Les amas électromagnétiques sont alors sélectionnés s'ils satisfont aux critères suivants :

1. $E_t > 1.5$ GeV.
2. $EMF > 0.90$.
3. la quantité d'énergie dans un anneau de rayon intérieur $R = 0.2$ et de rayon extérieur $R = 0.4$ doit être inférieure à 15% de l'énergie dans le cône de rayon $R = 0.2$. Ce critère permet d'isoler l'objet électromagnétique.
4. un estimateur, HMatrix8, regroupant huit variables tenant compte de la forme de la gerbe, de la position du vertex primaire le long de l'axe z, des fractions d'énergie dans les quatres premières couches électromagnétiques du calorimètre, ... Une coupure HMatrix8 < 0.75 a été utilisée.

Un ajustement est ensuite effectué entre la position de l'amas dans la troisième couche électromagnétique[3] et la position extrapolée des traces provenant du SMT et du CFT. Si l'ajustement est bon ($\chi^2 > 0.01$) l'objet électromagnétique est un candidat électron, sinon c'est un candidat photon[4].

1.8.5 Les muons

En général, une impulsion transverse p_t supérieure à ~ 2 GeV/c est nécessaire pour reconstruire un muon car elle correspond à l'énergie minimum requise pour traverser le solénoïde et le calorimètre. Il faut y rajouter une impulsion de ~ 2 GeV/c supplémentaire afin de traverser le toroïde pour atteindre les couches B et C du spectromètre.
Les trajectoires des muons sont obtenues en reconstruisant des segments entre les impacts observés dans les couches A, B et C. Un premier ajustement associe les segments B et C situés au-delà du toroïde. Si cet ajustement faillit, ces segments sont rejetés. Le nouveau segment, plus long, est ensuite ajusté au segment de la couche A. Même si ce second ajustement faillit, les segments A sont par contre conservés car ils peuvent correspondre à des muons arrêtés par le toroïde.
Finalement, un ajustement entre la trajectoire ainsi définie dans le système local des muons et les traces candidates situées dans un cône de rayon 1 mrad, extrapolées depuis les détecteurs SMT et CFT, est appliqué. La trace possédant la plus grande probabilité de χ^2 est associée au muon.
Le groupe d'identification des muons, MuonId [45], a défini des critères de qualité de sélection des muons. Ainsi, un muon de type *medium*, que nous utiliserons dans les chapitres 4 et 5, est défini par :

1. ≥ 1 impact dans la couche A des chambres à dérives.

3. Rappelons que cette couche possède une segmentation plus fine et se situe à une distance pour laquelle les gerbes électromagnétiques sont au maximum de leur développement.

4. Le χ^2 est définit par : $\chi^2 = (\frac{\delta\phi}{\sigma_\phi})^2 + (\frac{E_t/p_t - 1}{\sigma_{E_t/p_t}})^2$, où ϕ représente l'angle entre l'extrapolation de la trace dans la troisième couche et la position de l'amas dans cette couche et E_t et p_t respectivement, l'énergie transverse de l'amas et l'impulsion transverse de la trace.

2. ≥ 1 impact dans la couche A des scintillateurs.
3. ≥ 2 impacts dans les couches BC des chambres à dérives.
4. ≥ 2 impacts dans les couches BC des scintillateurs.

Les critères d'isolation des muons sont spécifiques aux analyses de physiques.

1.8.6 L'énergie transverse manquante

Une bonne résolution sur l'énergie transverse manquante $\not\!\!E_t$ est nécessaire afin d'évaluer au mieux par exemple, l'énergie d'un neutrino s'échappant du détecteur. Elle peut être estimée de plusieurs façons. On parle ainsi de $\not\!\!E_t^{cal}$ lorsqu'elle est calculée en utilisant uniquement l'information des cellules du calorimètre. L'énergie transverse manquante correspond alors au vecteur opposé à la somme vectorielle de l'énergie de chacune d'elle.
Etant donné que la réponse des objets électromagnétiques est différente de celle des jets, principalement composés de hadrons, l'énergie transverse manquante doit également être corrigée des corrections JES. Une définition plus élaborée, tenant compte de la présence d'autres objets dans l'événement (tels que des muons) devient spécifique à un processus donné. Nous en verrons un exemple dans le chapitre 5.

1.9 La simulation

Les événements générés sont processés par D0GSTAR, simulation de la réponse du détecteur DØ dans GEANT [46], puis ils sont digitisés par D0SIM et finalement reconstruits par D0RECO, le programme de reconstruction complèt des événements. À ces événements sont superposés des événements *minimum-bias* [5], selon une distribution de Poisson de valeur moyenne 0.8.
La simulation des niveaux de déclenchement ne reproduit pas correctement les efficacités observées dans les données réelles : le programme Trigsim ne fut donc pas utilisé dans la suite de ce travail.

1.10 Les outils, les formats de données.

Une uniformisation du traitement des données est en phase d'achèvement au sein de l'expérience. Elle concerne le filtrage des événements réalisé par le **C**ommon **S**ample **G**roup (CSG) [47] et le calcul des facteurs de correction et d'identification des objets assuré par le programme D0CORRECT et TMBFix (JES, correction de linéarité du calorimètre, alignement, identification «*loose, medium, tight*» d'un muon

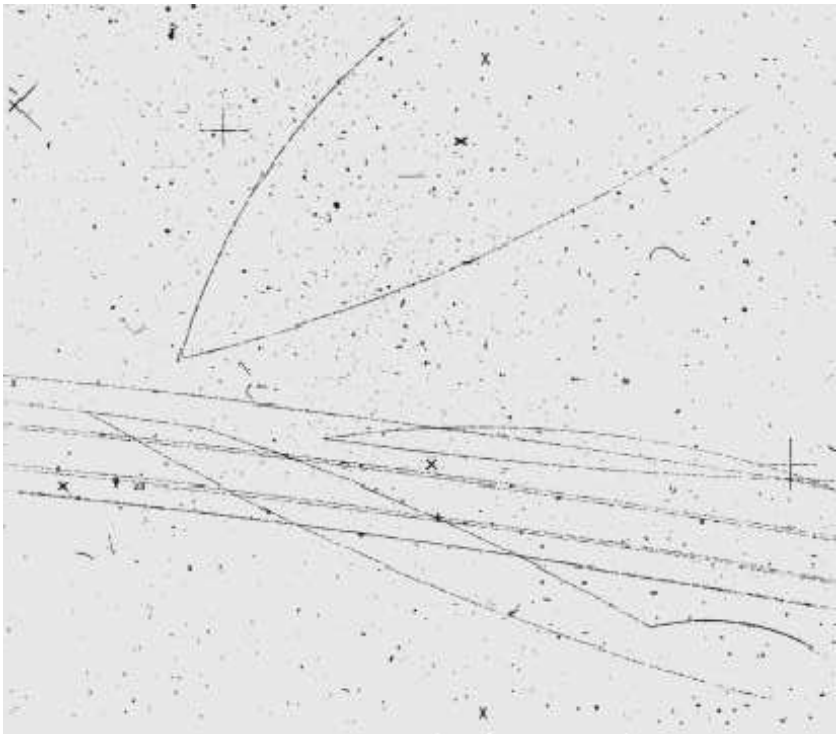
5. Les événements «*minimum-bias*» sont généralement définis dans les expériences de collisioneurs au CERN ou au Tevatron, comme étant de type *"non-single diffractive inelastic (NSD) interactions"*. Ils sont caractérisés par des interactions de partons de faibles impulsions, bien qu'il y ait une faible probabilité d'avoir des interactions à grandes impulsions.

...).
L'ensemble des résultats portant à la fois sur les données réelles et sur les données simulées dans ce document a été traité avec la version `p14` des programmes de reconstruction, d'identification et de correction de la collaboration DØ. Il existe actuellement plusieurs formats de données : *raw, DST, TMB, TMBTree, TopTree,* .... Les deux derniers sont les plus couramment utilisés dans les analyses car ils permettent de stocker les données sous la forme d'objets dans des fichiers ROOT [48] après avoir été reconstruits et corrigés.

Chapitre 2

Introduction au modèle standard

«Ce que les hommes veulent en fait, ce n'est pas la connaissance, c'est la certitude.»
Bertrand Russel



2.1 De la notion de jauge à la notion d'interaction

En physique, les lois de conservation de l'énergie, du moment cinétique, et de la quantité de mouvement découlent de considérations simples : la description des phénomènes physiques ne doit (ne devrait !) pas être soumise à la subjectivité humaine ; il n'existe pas de référentiel absolu.
Ceci a été mathématiquement traduit par le théorème de Noether [49] qui généralisa la notion de conservation d'une quantité physique en l'interprétant comme une invariance ou une **symétrie** sous une transformation donnée. Ces transformations sont qualifiées de «jauge globale» (dites géométriques) si elles agissent uniformément et de manière homogène dans tout l'univers ou de «jauge locale» (dites dynamiques) si elles dépendent d'au moins un paramètre fonction des coordonnées d'espace-temps. Ce théorème nous indique qu'une invariance se traduit par la conservation d'un courant. Ce dernier correspond, en théorie quantique des champs à l'échange d'une particule.

Nous allons voir en prenant l'exemple de l'électrodynamique quantique (QED) que c'est précisément l'invariance de l'équation d'évolution d'une particule par rapport à une jauge locale donnée qui permet d'introduire naturellement les champs associés aux interactions fondamentales.

2.1.1 L'électrodynamique quantique (QED)

Prenons par exemple pour équation d'évolution, l'équation de Schrödinger d'une particule libre :

$$\frac{1}{2m}(-i\hbar\nabla)^2\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} \tag{2.1}$$

Appliquons alors à la fonction d'onde la transformation de jauge locale :

$$\psi \rightarrow \psi e^{i\phi} = \psi e^{-iq\frac{\Lambda}{\hbar}}, \qquad \text{avec : } \Lambda = \Lambda(x,y,z,t) \tag{2.2}$$

dans l'équation (2.1), nous obtenons :

$$\Big(\frac{1}{2m}(-i\hbar\nabla - q\nabla\Lambda)^2 - q\frac{\partial\Lambda}{\partial t}\Big)\psi = i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} \tag{2.3}$$

Nous voyons donc que l'équation d'évolution n'est pas invariante sous la transformation de jauge locale (2.2). Afin de rétablir cette invariance, il est nécessaire d'introduire une interaction (courant), ici électromagnétique, qui soit invariante par la transformation de jauge locale définie par :

$$\begin{aligned} \vec{A} \rightarrow \vec{A}' &= \vec{A} + \nabla\Lambda \\ A_o \rightarrow A'_o &= A_o - \frac{\partial\Lambda}{\partial t} \end{aligned} \tag{2.4}$$

ce qui revient à effectuer le remplacement suivant dans l'equation d'évolution :

$$\partial^\nu \rightarrow D^\nu \equiv \partial^\nu + iqA^\nu/\hbar \tag{2.5}$$

Ainsi, il est important de retenir ici que *la contrainte imposée par l'invariance de jauge locale à l'équation d'évolution d'une particule, nécessite que cette dernière soit couplée à un champ (ici le photon, la constante de couplage étant q) ayant également une transformation de jauge locale dépendante de la première.*

La théorie des groupes constitue le support mathématique du traitement des invariances (ou des symétries). Les transformations définies par l'équation (2.2) qui caractérisent QED, sont décrites par le groupe U(1) qui comporte un seul générateur correspondant physiquement au boson de jauge de masse nulle et de spin 1 : le photon (figure 2.1).

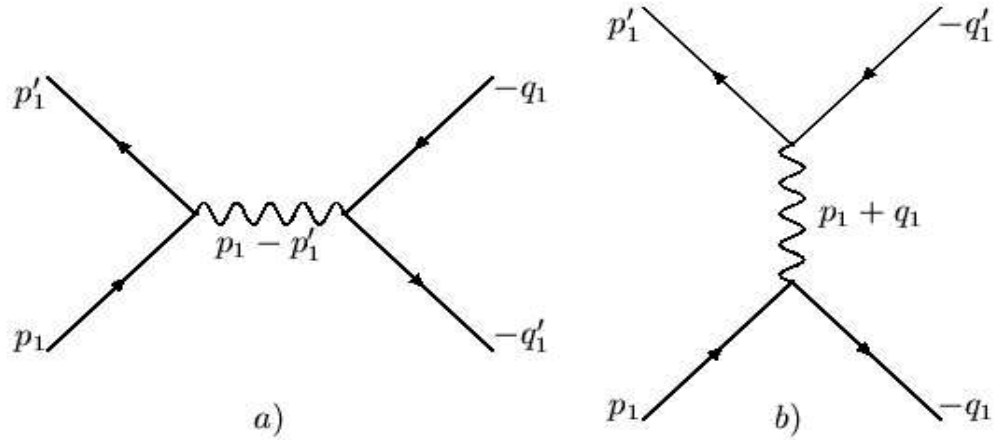


FIG. 2.1 – *Diagrammes de Feynman de diffusion électromagnétique d'une paire de fermions f^+f^- par annihilation (a) et par échange d'un photon (b)*

2.1.2 À propos de "renormalisabilité"

Considérons les diagrammes de Feynman de la figure 2.1. En pratique, le calcul de l'amplitude de ces processus de diffusion s'effectue au moyen d'un développement perturbatif en puissance (ordres) de α qui représente la constante de couplage de l'interaction électromagnétique[1]. Cependant la somme des contributions des ordres supérieurs que l'on nomme communément «corrections radiatives», est divergente. Citons l'exemple de la divergence de la masse d'une particule chargée. Cette dernière émet en effet, un rayonnement électromagnétique (on parle de l'effet *Bremstrahlung*) lorsqu'elle est accélérée (ou décélérée). Le traitement de ce processus dans

1. α est reliée, à l'ordre 0, à la charge e par : $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$.

le cadre de la théorie quantique des champs revient à considérer que la particule émet un quantum de champ électromagnétique, un photon. Ce quantum peut être immédiatemment réabsorbé par la même particule, ce qui est schématisé par la figure 2.2. A la limite $\Delta t \to 0$ d'un temps infiniment court, cette réaction correspond à une énergie infinie, contribuant à faire diverger la masse de la particule chargée.

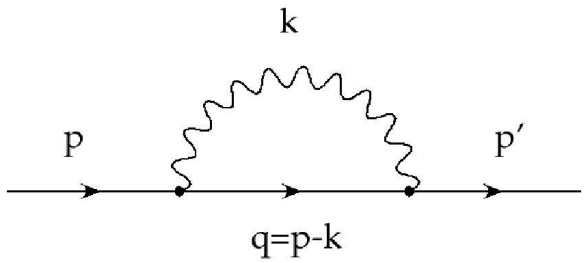


FIG. 2.2 – *Un électron émet et réabsorbe immédiatement un photon. Dans le cas où $\Delta t \to 0$, l'énergie mise en jeu dans le processus diverge en vertu des relations de Heisenberg.*

Ces conséquences du traitement perturbatif sont évidemment tout à fait inacceptables et c'est un procédé dit de «*renormalisation*» qui doit être appliqué. Les divergences sont régulées par exemple en introduisant d'autres divergences, opposées aux premières. Étant donné que nous mesurons effectivement une observable physique, nous l'interpretons comme le résultat de la différence de toutes les divergences qui, par définition, ne sont pas des observables.
Ce procédé de renormalisation eut un grand succès pour QED mais se heurta à de plus sérieux problèmes dans les cas des interactions faible et forte. Il ne fut cependant pas concevable, dans le cadre de la théorie quantique de champs, que ces interactions puissent se soustrairent au critère de renormalisabilité qui était alors érigé en principe. Un espoir naquit lorsqu'il fût démontré pour QED que sa renormalisabilité était étroitement liée à son invariance de jauge [50].

Ainsi se sont contruits les fondements de la théorie décrivant actuellement le spectre des particules, et leur propriétés à travers les interactions qui gouvernent leur dynamique : **le Modèle Standard** (MS).

2.2 Le puzzle du modèle standard

Le Modèle Standard des particules élémentaires est une théorie de Yang-Mills des champs de jauge qui repose sur l'invariance par rapport au groupe $\mathrm{SU}(3)_C \bigotimes \mathrm{SU}(2)_G \bigotimes \mathrm{U}(1)_Y$.
Le secteur $\mathrm{SU}(2)_G \bigotimes \mathrm{U}(1)_Y$ réunit les interactions électromagnétique et faible [51]. Il est caractérisé par l'isospin faible T et l'hypercharge Y, et les constantes de couplage g et g'. Le secteur $\mathrm{SU}(3)_C$ correspond à la chromodynamique quantique (QCD) qui décrit l'interaction forte.
Les particules du Modèle Standard possèdent de plus deux états de chiralité gauche et droite. Les observations ont montré que l'interaction faible agit uniquement sur les particules de chiralité gauche (violation de la parité, absence de neutrino droit).

2.2.1 Le secteur électrofaible

Dans ce nouveau contexte, la quantification de la charge se traduit ainsi par la relation entre l'hypercharge Y et T_3 (projection de l'isospin selon l'axe de quantification) :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \tag{2.6}$$

A présent, la contrainte d'invariance de jauge locale sous la transformation du groupe $\mathrm{SU}(2)_G \bigotimes \mathrm{U}(1)_Y$ nécessite la présence de quatre bosons de jauge : les trois bosons W_i^ν de SU(2) et le boson B^o du groupe d'hypercharge faible U(1) (nous verrons que les bosons γ et Z correspondent à des états mélangés de W_3 et B^o). On introduit ainsi deux constantes de couplages g et g' qui permettent de coupler ces derniers respectivement aux courants d'isospin faible et d'hypercharge faible.

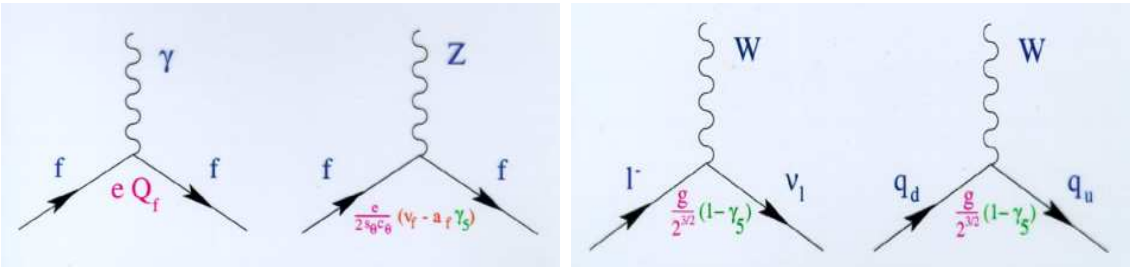


Fig. 2.3 – *Interactions électrofaibles par courant neutre (deux diagrammes de gauche) et par courant chargé (deux diagrammes de droite).*

f

Dans le cas du modèle électrofaible, la transformation de la dérivée covariante (2.5), qui traduit l'invariance de jauge de QED, devient alors :

$$\partial^\nu \rightarrow D^\nu \equiv \partial^\nu + ig\frac{\vec{\tau}}{2} \cdot \vec{W}^\nu + ig'\frac{Y}{2}B^\nu, \tag{2.7}$$

particule			T	T^3	Y	Q
$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_G$	$\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_G$	$\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_G$	$1/2$ $1/2$	$-1/2$ $1/2$	-1 -1	-1 0
e_D	μ_D	τ_D	0	0	-2	-1
ν_D^e	ν_D^μ	ν_D^τ	0	0	0	0
$\begin{pmatrix} u_G \\ d'_G \end{pmatrix}_G$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_G$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_G$	$1/2$ $1/2$	$1/2$ $-1/2$	$1/3$ $1/3$	$2/3$ $-1/3$
u_R	c_R	t_R	0	0	4/3	2/3
d_R	s_R	b_R	0	0	-2/3	-1/3

TAB. 2.1 – *Vecteurs propres et valeurs propres du groupe électrofaible. T représente l'isospin faible, T^3 sa 3ième composante, Y l'hypercharge et Q la charge.*

où $\vec{\tau}$ représente les matrice de Pauli.
Les particules sont ainsi classés en doublets *gauches*, d'isospin $T_3 = \frac{1}{2}$ et en singulet *droits* d'isospin $T_3 = 0$, répartis en trois générations représentées dans la table 2.1 avec leurs principales propriétés électrofaibles. Les états d'_G, s'_G et b'_G ne correspondent pas aux états propres de masse et sont reliés à ces derniers par la matrice C.K.M [52] :

$$\begin{pmatrix} d'_G \\ s'_G \\ b'_G \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_G \\ s_G \\ b_G \end{pmatrix} \tag{2.8}$$

qui permet d'expliquer les violations de CP observées pour les hadrons beaux et étranges.

Le modèle ainsi établi permet d'unifier naturellement les interactions faible et électromagnétique dans une même structure mathématique. Cependant, il reste un point crucial à résoudre afin de satisfaire pleinement au critère d'invariance de jauge : les bosons de jauge sont ici de masse nulle. Or, le modèle de Fermi, qui reproduit correctement les réactions de basses énergies, nécessite des bosons médiateurs massifs[2]. Mais des termes massifs pour les bosons et les fermions briseraient l'invariance de jauge du Lagrangien de $SU(2)_G \bigotimes U(1)_Y$.
Ce dilemne trouva une solution possible dans le modèle proposé entre autre par Higgs [53].

2.2.2 Bosons massifs et mécanisme de Higgs

Le mécanisme de Higgs stipule l'existence d'un champ introduit comme un doublet d'isospin faible et son anti-doublet, il existe ainsi quatre champs scalaires de

2. Dans le modèle de Fermi, l'intensité de l'interaction faible est caractérisée par la constante de couplage $G_F = 1.166 \times 10^{-5}\ GeV^{-2}$.

spin nul, H, ϕ^o, ϕ^1, ϕ^2, avec :

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} v + H + i\phi^o \\ i\phi^1 - \phi^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{v+H+i\phi^o}{\sqrt{2}} \\ i\phi^- \end{pmatrix}$$

dont la valeur fondamentale dans le vide (vev) v n'est pas nulle. Ceci est possible si ce champ est par exemple soumis à un potentiel de la forme[3] :

$$V(\Phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi - \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \tag{2.9}$$

avec $\mu^2 \leq 0$. Il est représenté sur la figure 2.4.

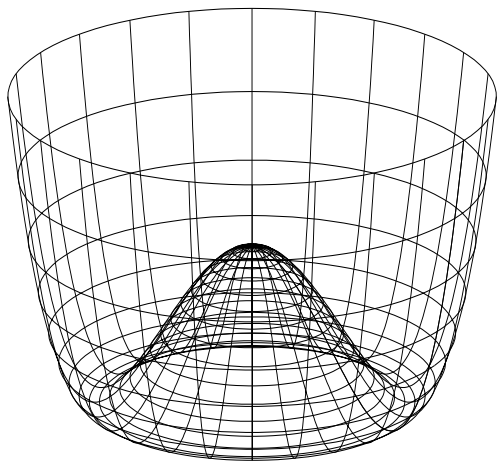


FIG. 2.4 – *Le potentiel de Higgs.*

Transposant alors la relation (2.7) dans le Lagrangien décrivant la dynamique du champs de Higgs :

$$\mathcal{L} = (\partial_\nu \phi^\dagger)(\partial^\nu \phi) - \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \tag{2.10}$$

nous voyons que les champs W^ν et B^ν sont ainsi couplés au champ de Higgs ϕ qui brise alors l'invariance de jauge $\mathrm{SU}(2)_G \bigotimes \mathrm{U}(1)_Y$. On identifie ainsi les combinaisons des champs W_1^ν et W_2^ν données par :

$$W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} \big(W_1^\nu \mp i W_2^\nu \big) \tag{2.11}$$

aux bosons de jauge massifs de l'interaction faible. Le champ du photon quant à lui ne se couple pas au champ de Higgs car QED impose une masse nulle au photon ; en effet, la conservation de la charge électrique doit être imposée si l'on souhaite retrouver les équations de Maxwell valables à basse énergie. On dit ainsi

3. Il est facile de voir alors que la valeur de l'état fondamental s'écrit : $|\Phi| = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}$

que $SU(2)_G \bigotimes U(1)_Y$ est brisé vers le groupe électromagnétique $U(1)_{EM}$.
Les états propres de ce dernier s'identifient à :

$$A_\gamma = \frac{(g' W_3^\nu + g B^\nu)}{\sqrt{g^2 + g'^2}}$$

L'angle de mélange de Weinberg relié par la relation : $\tan\theta_W = g'/g$ aux constantes de couplages électrofaibles, permet d'écrire les états propres orthogonaux du photon et du Z^o :

$$\begin{aligned} A_\gamma &= \quad \sin\theta_W W_3^\nu + \cos\theta_W B^\nu \\ Z^o &= - \quad \cos\theta_W W_3^\nu + \sin\theta_W B^\nu \end{aligned} \tag{2.12}$$

et relie, g, g' à la charge e par :

$$g \sin\theta_W = g' \cos\theta_W = e \tag{2.13}$$

prédisant ainsi les masses des bosons de jauge :

$$M_W = \left(\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2} G_F}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\sin\theta_W}, \qquad M_Z = \frac{M_W}{\cos\theta_W}$$

La théorie ainsi établie, appelée théorie G.S.W [51], a été confortée par de nombreuses observations experimentales :

1. la découverte du courant neutre en 1973
2. la découverte du quark charmé en 1974 par Richter et Ting [4]
3. la mesure des propriétés des bosons de jauge, W et Z^o avec les masses prédites

Les mesures de la constante de struture fine α, du temps de vie du muon et du processus de diffusion $\nu_e e$ permettent l'évaluation respective des paramètres e, v et $\sin\theta_W$ et de prédire ainsi les masses des bosons W et Z^o.

Afin de préserver l'invariance (la symétrie) de jauge locale, fondement de la structure de la théorie électrofaible, le recours à un champ de Higgs la brisant spontanément, permet aux bosons de jauge d'acquérir une masse. Etant donné que ce dernier est de spin nul, il préserve le spin 1 des bosons de jauge leur permettant ainsi d'acquérir un troisième état d'hélicité 0. Notons à ce propos que la démonstration apportée par G.'t Hooft de la nécessité, pour des bosons massifs, d'avoir un spin 1 pour qu'une théorie de jauge spontanément brisée soit renormalisable, conforta les résultats obtenus [54].

Nous avons brièvement vu comment les secteurs électromagnétique et faible ont pu être réunis dans un même cadre de description, permettant de rendre compte

4. Le modèle partonique n'était à ce moment là que constitué de trois quark : u,d et s.

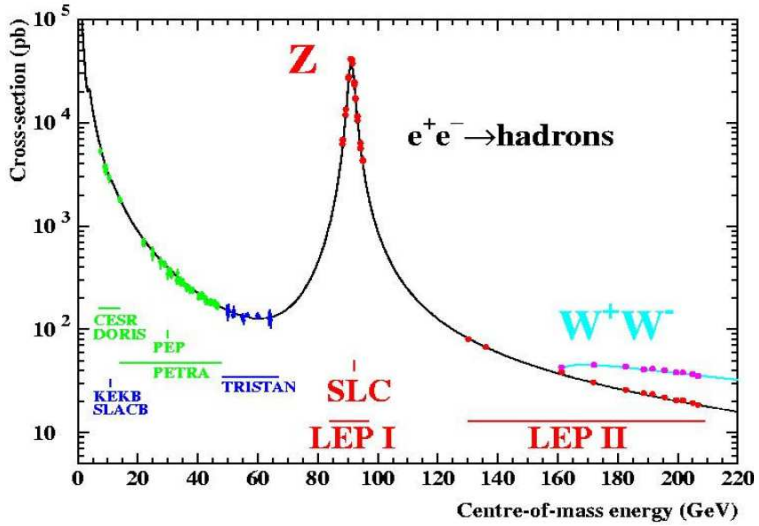


FIG. 2.5 – *Section efficace du processus $e^+e^- \to$ hadrons et $e^+e^- \to W^+W^-$ en fonction de l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ du collisioneur.*

d'un grand nombre de propriétés des fermions et des bosons de jauge associés à ces deux interactions.
Nous allons voir dans le paragraphe suivant comment une théorie de jauge locale de l'interaction forte a pu également émerger, apportant ainsi l'espoir de pouvoir unifier les trois forces fondamentales.

2.2.3 La chromodynamique quantique (QCD)

Au début des années 50, Yang et Mills tentèrent d'établir une formulation de l'interaction forte en terme de théorie de jauge mais ne purent malheureusement identifier les mésons (ρ^0, $\rho^\pm$) échangés par les nucléons, bosons de jauge de l'interaction, à aucune particule connue [55]. Le modèle fut rapidement modifié afin de tenir compte des découvertes, nombreuses, de nouveaux états hadroniques. Une première idée simple, fut d'étendre l'invariance de symétrie au groupe SU(3), ajoutant ainsi un degré de liberté, c'est à dire un nouveau nombre quantique, *l'étrangeté*.

Appuyé par la découverte de **partons** dans le proton, le modèle des **quarks** de Gell-Mann et Zweig [56] s'imposa progressivement. Dans ce modèle, les baryons sont composés de trois quarks pouvant exister sous trois états de saveur différente : u, d et s, les générateurs du groupe agissant sur la saveur de quarks. Dans ce modèle, le proton est ainsi composé de deux quarks u et d'un quark d (udd pour le neutron).

Un autre problème surgit également lorsqu'il fallut expliquer l'existence des baryons Δ^{++}, Δ^- et Ω^- dont les compositions respectives en quarks sont : uuu, ddd, sss. En effet, les fonctions d'onde des quarks constituants ces baryons sont

symétriques par échange d'espace, de spin et de saveur ce qui est contraire au principe d'exclusion de Pauli. Il fallut donc introduire, à la manière du spin, un nouveau degré de liberté : la couleur, c, qui peut prendre trois valeurs : rouge, bleu ou vert (rgb). Au groupe SU(3) de saveur succéda ainsi le groupe $\mathrm{SU}(3)_C$ de couleur. La chromodynamique fît ses premiers pas ...
Des exemples de processus par interaction forte sont représentés sur la figure 2.6. On verra par exemple que l'interaction triple de gluons (fusions de deux gluons) contribue à la production de paires $t\bar{t}$ via la réaction : $gg \to t\bar{t}$ dans les collisioneurs hadroniques.

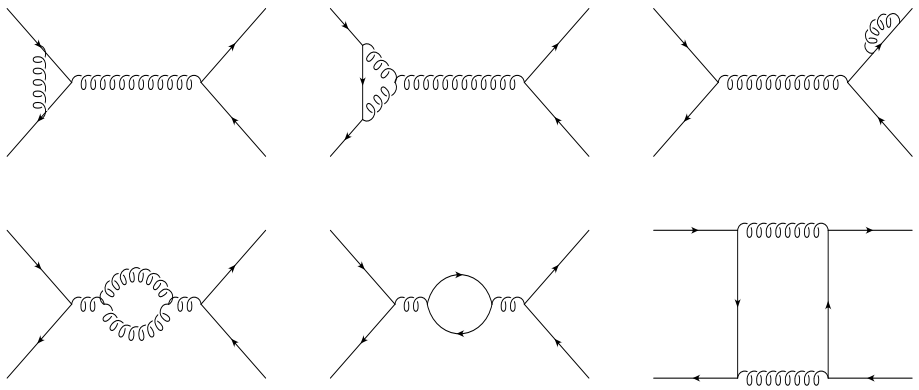


FIG. 2.6 – *L'interaction forte repose sur le groupe de symétrie SU(3)$_C$ de couleur. Les bosons médiateurs correspondant aux générateurs du groupe, les gluons, sont au nombre de huit. Ils portent une charge de couleur et peuvent ainsi s'autocoupler. Les diagrammes présentés ici, représentent certains des processus possibles au Tevatron.*

L'introduction de ce nouveau nombre quantique, la couleur, permit de sauvegarder le principe de Pauli et d'expliquer ainsi les états baryoniques observés. Ceci est une des nombreuses conséquences «statique» de l'introduction de la couleur, citons encore l'explication des valeurs du rapport $R = \frac{\sigma(e^+e^- \to hadrons)}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-}$ et du rapport d'embranchement du processus $\pi^o \to \gamma\gamma$ observées, ...
Mais un de ses plus grand succès fut de rendre compte du confinement des quarks dans les hadrons. En effet, jusqu'à ce jour aucun quark libre n'a encore été observé [5]. Afin d'expliquer ce fait et permettre ainsi la description du spectre des hadrons observés, il est nécessaire de postuler que seuls les hadrons de couleur «blanche» existent. Les seules combinaisons de couleurs possibles sont alors : rgb, $\overline{rgb}$ pour les baryons et la combinaison linéaire $\frac{r\bar{r}+g\bar{g}+b\bar{b}}{\sqrt{3}}$ pour les mésons.

Il faut également supposer que l'interaction entre quarks augmente en fonction de la distance qui les sépare. La couleur acquiert ainsi, par analogie avec QED, le

5. Leur existence n'est cependant plus à mettre en doute car bon nombre de leurs propriétés ont été mesurées : spin, charge, ...

caractère de charge et peut être transportée par des porteurs de couleurs, les *gluons* (g), analogues des mésons ρ de Yang-Mills vecteurs d'isopsin entre les nucléons, qui sont identifiés aux bosons de jauge associés aux huit générateurs de $SU(3)_C$.

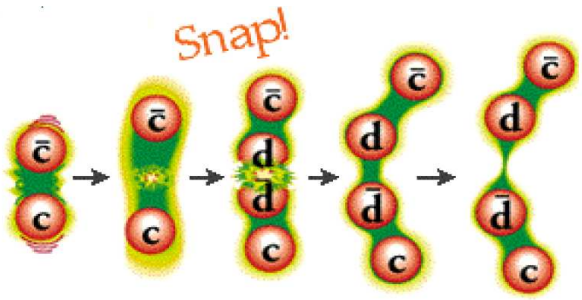


FIG. 2.7 – *L'hadronisation de paire $q\bar{q}$ est à l'origine des jets observés dans les détecteurs de particules.*

La couleur d'un quark est ainsi diluée dans un nuage gluonique, de sorte que deux quarks qui s'éloignent l'un de l'autre, voient une charge de couleur effective augmenter tandis que le comportement est inversé dans le cas de QED car les photons ne portent pas de charge. Ainsi, lorsque deux quarks se séparent une nouvelle paire peut se former et ainsi de suite (figure 2.7). La signature de ce type de processus apparaît sous la forme de jets de particules dans le détecteur DØ.

Une autre conséquence de ce type d'interaction, est que les gluons peuvent interagir entre eux puisqu'ils portent de la couleur. Cette propriété d'autocouplage des bosons de jauge révèle en fait une propriété plus profonde de la théorie des groupes : le caractère non-abélien du groupe de symétrie $SU(3)_C$ qui se traduit dans le Lagrangien aux travers des termes cinétiques des champs.

2.3 État des lieux actuel

Le modèle standard comporte ainsi trois secteurs : fermionique (composés des quarks et des leptons), de jauge (γ, $W^{\pm}$ et Z^o, $g^{i=1,\ldots,8}$) composés des bosons vecteurs des interactions électromagnétique, faible et forte (la gravité n'est pas inclut dans le Modèle Standard) et enfin le secteur de Higgs. Les principales propriétés des particules fondamentales sont résumées dans la table 2.2.

Le succès du Modèle Standard provient de son très grand pouvoir prédictif. En effet, les mesures effectuées pendant la campagne de prise de données au LEP étaient sensibles a des corrections d'ordre supérieurs (à deux boucles dans certains cas). Il permit de confirmer les valeurs attendues des couplages des fermions aux boson de jauge. Un exemple plus récent comme nous le verrons dans le prochain chapitre, fut de prédire à l'aide d'un ajustement des observables électrofaibles (cf. figure 2.8), la masse du quark top bien avant qu'il ne fut découvert au Fermilab en 1995.

Famille	Particule	Masse (GeV)	Spin	Force
Bosons				
	photon γ	0	1	em
	Z^o	91.1876 ± 0.0021	1	f
	$W^{\pm}$	80.425 ± 0.038	1	f
	g	0	1	F
	H	> 114 GeV(95% C.L)	0	
Leptons				
	e	5.11×10^{-4}	1/2	em, f
	μ	0.1057	1/2	em, f
	τ	1.777	1/2	em, f
	ν_e	$< 3 \times 10^{-6}$	1/2	f
	ν_μ	$< 0.19 \times 10^{-3}$	1/2	f
	ν_τ	$< 18.2 \times 10^{-3}$	1/2	f
Quarks				
	u	1.5-4 $\times 10^{-3}$	1/2	em, f, F
	d	4-8 $\times 10^{-3}$	1/2	em, f, F
	s	80-130 $\times 10^{-3}$	1/2	em, f, F
	c	1.15-1.35	1/2	em, f, F
	b	4.6-4.9	1/2	em, f, F
	t	178.1	1/2	em, f, F

TAB. 2.2 – *Table récapitulative des particules composants les trois secteurs du modèle standard et leurs propriétes. La dernière colonne représente les forces (em : électromagnétique, f : faible, F : Forte) auxquelles une particule est sensible.*

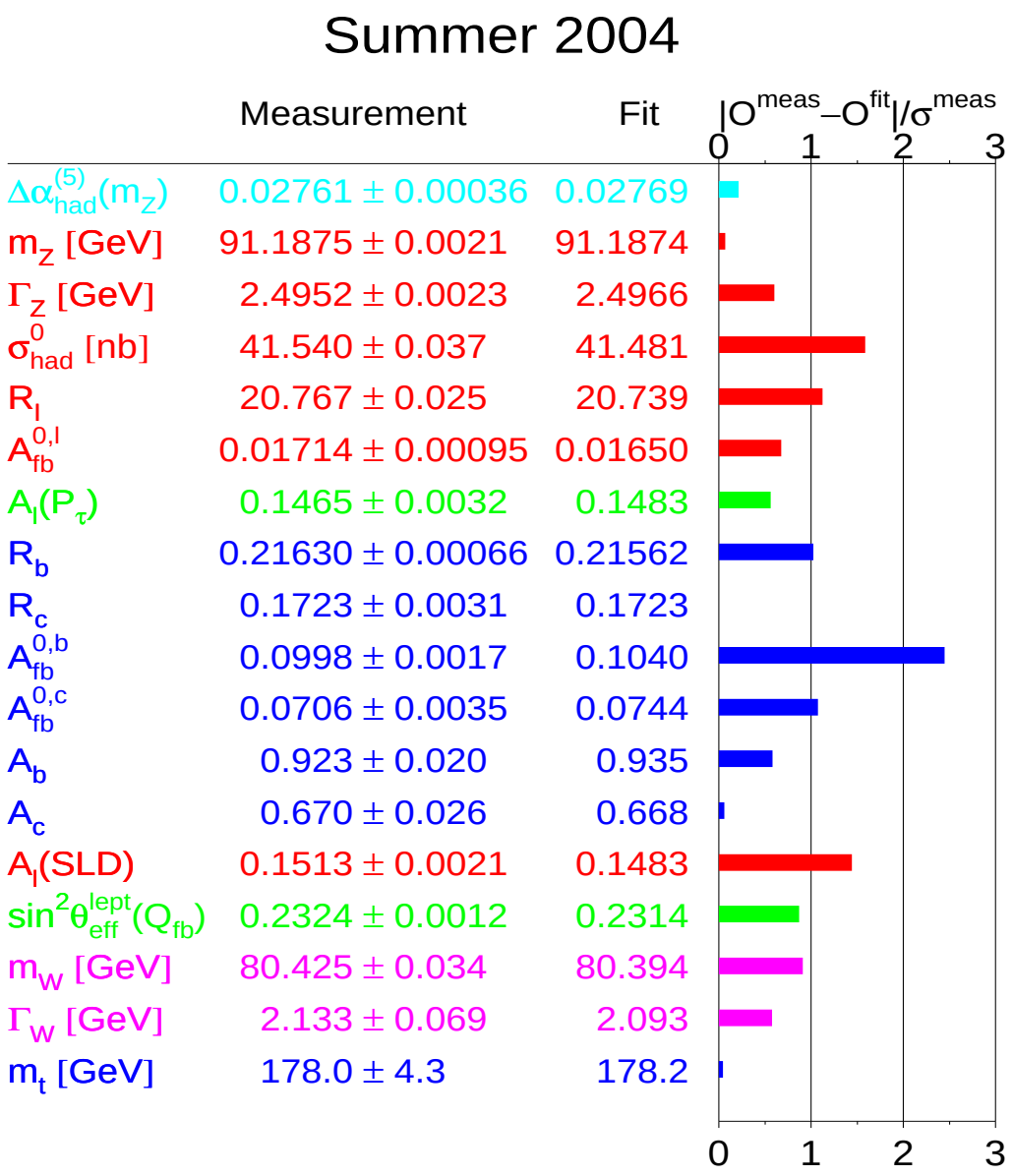
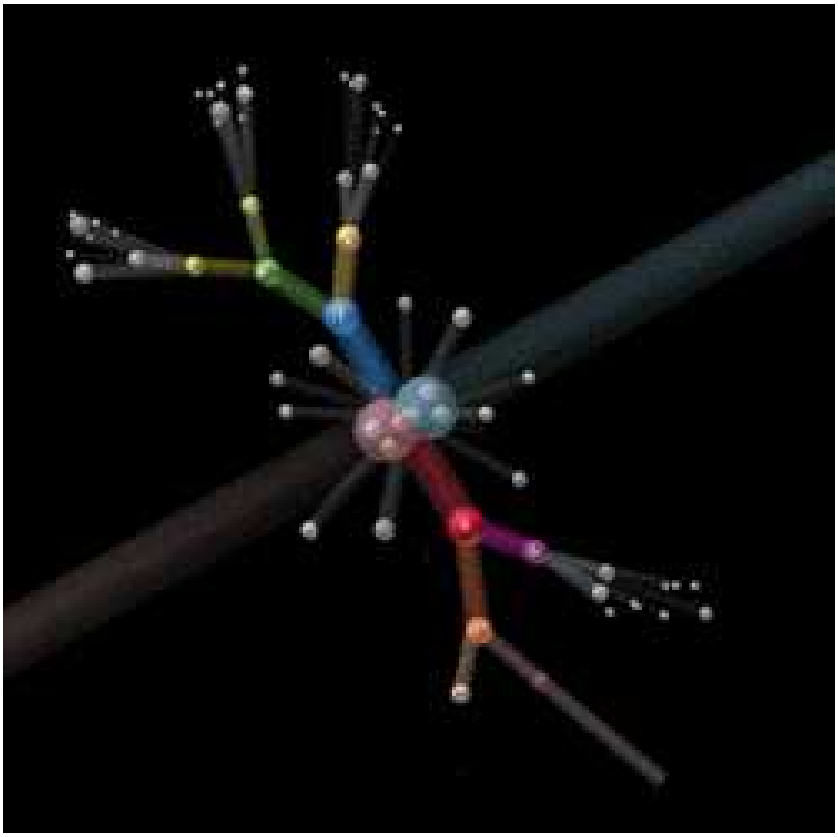


FIG. 2.8 – *Ajustement des observables électrofaible à l'été 2004 et leur résidu* $\frac{\mathcal{O}^{meas}-\mathcal{O}^{fit}}{\mathcal{O}^{meas}}$ *(par rapport au meilleur ajustement global).*

Chapitre 3

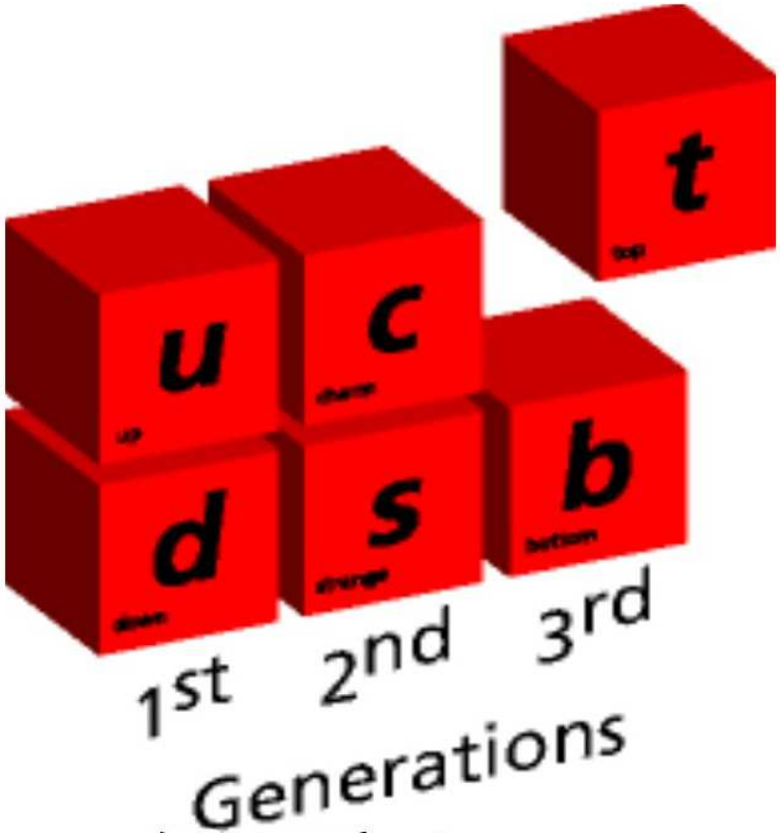
La physique de la Vérité

« Il n'y a que trois vérités : ma vérité, ta vérité et la Vérité »
La vie et l'enseignement de Tierno Bokar, le sage de Bandiagara,
Amadou Hampaté Bâ.



Introduction

Bien que le modèle standard ne puisse prédire le nombre de générations, il contraint chacune d'elle à être formée de deux leptons et deux quarks, membres d'un doublet gauche du groupe $SU(2)$ électrofaible. Les découvertes du lepton τ en 1976 [57] et du quark b en 1977 [58] ouvrirent la porte de la troisième génération et motivèrent ainsi la recherche de leur partenaire électrofaible respectif.
Le neutrino ν_τ fut découvert en 2000 [59]. La recherche du quark top démarra dès la fin des années 1970 [60, 61, 62, 63, 64] et c'est en 1995 qu'il fut découvert au Tevatron durant la campagne de prise de données du RunI par les expériences CDF et DØ [65, 66]. Bien que la statistique accumulée fut faible, certaines propriétés purent néanmoins être mesurées (section efficace de production de paires $t\bar{t}$, masse du quark top).
Le RunII, avec une énergie dans le centre de masse de 1.96 TeV et une luminosité supérieure d'un ordre de grandeur au RunI, ouvre la voie aux mesures de précision des propriétés du quark top.



3.1 Le quark top dans le modèle standard

3.1.1 Les propriétés du quark top et le secteur électrofaible

L'existence ainsi que la masse du quark top ont été indirectement prédites à partir des mesures de précision dans le secteur électrofaible du modèle standard. En effet, dans les réactions $e^+e^- \to b\bar{b}$, la mesure du taux de production à basse énergie permit de mesurer la charge du quark b, la mesure de l'asymétrie avant-arrière de production permit de confirmer que le quark b se comporte comme le membre d'un doublet gauche du groupe $SU(2)$ d'isospin faible.

Pour une énergie au centre de masse bien inférieur à celle de la masse du Z, la charge électrique du quark b est reliée au rapport $R_{had} = \frac{\sigma(e^+e^- \to hadrons)}{\sigma(e^+e^- \to \mu^+\mu^-)}$ par la relation :

$$R = \sum_q 3Q_q^2. \tag{3.1}$$

Au seuil de production ($\sqrt{s} \geq 2$ m$_b$), le modèle standard prédit une augmentation de ce rapport en fonction de la charge du quark b : $\delta R(2m_b) = N_c Q_b^2 + o(\alpha_s) = \frac{1}{3}$ où $N_c = 3$ correspond au nombre de couleurs.
La valeur expérimentale : $\delta R_{had}(2m_b) = 0.36 \pm 0.09 \pm 0.03$ confirme la prédiction de la valeur de la charge du quark b attendue [67, 68]: $Q_b = -\frac{1}{3}$.

La mesure de l'isopsin faible du quark b peut être envisagée de plusieurs manières. Une approche consiste à étudier l'asymétrie de production de jets dans les processus $e^+e^- \to b\bar{b}$ en fonction de l'énergie au centre de masse ; la mesure de la largeur de désintégration $\Gamma(Z \to b\bar{b})$ permet également de mesurer précisement les valeurs propres de l'isospin du quark b $T^3_{b,G,D}$ (G : gauche, D: droit). L'ensemble de ces mesures expérimentales permirent d'exclure l'hypothèse $T^b_3 = 0$ pour le quark b [69, 70] :

$$T^3_{b,G} = -0.491^{+0.044}_{-0.022}, \qquad T^3_{b,D} = -0.003^{+0.104}_{-0.060} \tag{3.2}$$

Dans le cadre du modèle électrofaible, si le quark top n'existait pas, le quark b aurait un isospin égale à 0. Il ne pourrait ainsi se désintégrer par la voie électrofaible. Afin d'expliquer les désintégrations semi-leptoniques observées, il faut imaginer un mécanisme transformant le quark b en un quark léger (par un courant neutre par exemple) qui se désintègre alors par voie faible. Dans ce cas, le rapport des sections efficaces de désintégration impliquant soit un boson W soit un boson Z peut être contraint : $BR(b \to l^+l^-X) > 0.013$ [71]. Les mesures expérimentales montrent que ce rapport est inférieur à la prédiction de plusieurs ordres de grandeurs : $BR^{exp.}(b \to l^+l^-X) < 0.0005$, rejetant l'hypothèse d'un b singulet.
Ces deux résultats permettent de se convaincre que le quark b appartient à un doublet d'isospin de SU(2)$_G$.

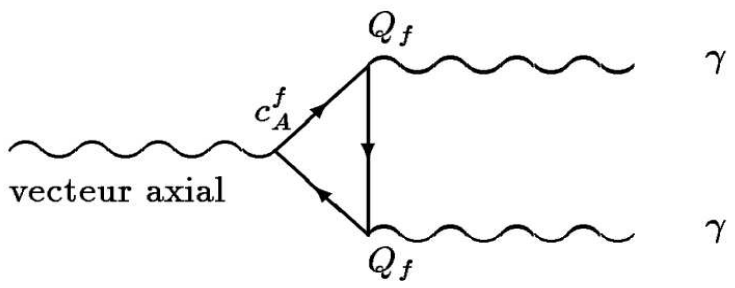


FIG. 3.1 – *Anomalie triangulaire dans le modèle standard. La boucle contient tous les fermions d'une génération.*

Considérons à présent un dernier fait important. Comme nous l'avons indiqué dans le chapitre 2, le modèle standard est une théorie renormalisable. Les diagrammes triangulaires de la figure 3.1 ont, dans le modèle standard, des contributions divergentes à haute énergie. Ceci empèche toute procédure de renormalisation. Il s'agit alors de choisir la représentation adéquate des fermions dans le groupe $\mathrm{SU}(2)_G \bigotimes \mathrm{U}(1)_Y$ qui permette d'annuler cette anomalie. Ceci est possible si l'on considère que, dans une génération, la somme des charges des fermions est nulle [72].

Si l'on veut préserver la consistence du modèle standard dans la troisième génération, il est alors nécessaire de postuler l'existence d'un partenaire électrofaible du quark b de charge $Q = \frac{2}{3}|e|$, de spin 1/2 et d'isospin faible $T_3 = 1/2$ (et *a priori* de masse indéterminée), *le quark top.*

3.1.2 La masse du quark top

La masse du quark top a été prédite à partir de mesures de précision d'observables électrofaibles qui y sont sensibles (masse des bosons Z et W, valeur de $\sin^2\theta_W$).
Comme nous l'avons vu au chapitre 2, les secteurs de Higgs, de la matière et de jauge, dépendent de cinq paramètres : les constantes de couplages g, g' et g_s et les valeurs du champ de Higgs dans le vide ,v, et de son autocouplage, λ.
A l'ordre zéro, les observables électrofaibles dépendent uniquement de g, g' et v. Nous avions ainsi relié dans l'équation (2.14), les masses des bosons de jauge W et Z par l'angle de mélange électrofaible θ_W, lui-même fonction de g, g'.
Au premier ordre, la masse du boson W est modifiée et s'écrit alors :

$$M_W = \left(\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{(1-\Delta r)^{-\frac{1}{2}}}{\sin\theta_W} \tag{3.3}$$

où Δr représente les corrections radiatives à une boucle.

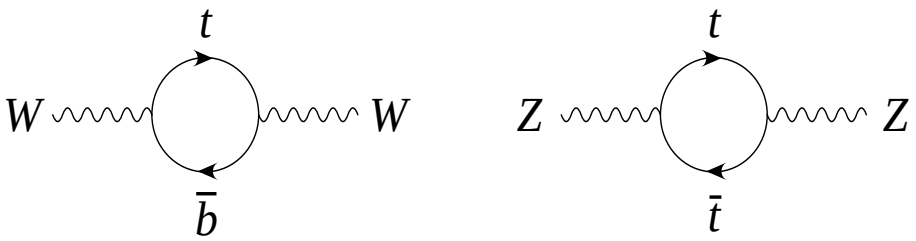


FIG. 3.2 – *Contributions virtuelles à une boucle du quark top aux propagateurs des bosons W et Z.*

La contribution du quark top à Δr, dont les diagrammes représentatifs sont illustrés par la figure 3.2, est donnée par [1] :

$$(\Delta r)_{top} \approx -\frac{3G_F m_t^2}{8\sqrt{2}\pi^2} \cdot \frac{1}{\tan^2\theta_W} \tag{3.4}$$

Grâce aux mesures de précisions des observables sensibles à la valeur de la masse du quark top cette dernière a pu ainsi être prédite avec une précision relative de $\pm 10\%$ avant même la découverte du quark top.
La figure 3.3 illustre les mesures directes effectuées au Tevatron par les expériences DØ [73] et CDF [74] ainsi que l'ensemble des mesures indirectes actuelles.

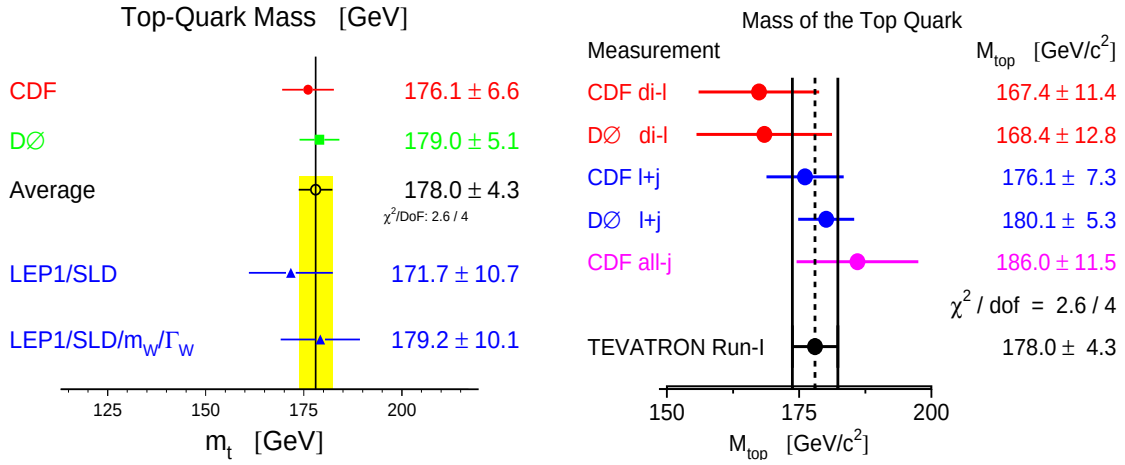


FIG. 3.3 – *Mesures directes (DØ et CDF) et indirectes de la masse du quark top (à gauche). L'expérience DØ a réévalué sa mesure en utilisant une technique plus élaborée dans le canal lepton+jets (à droite). La nouvelle mesure combinée de CDF et DØ pour le RUNI est de 178.0 ± 4.3 GeV.*

La mesure de DØ a été récemment réévaluée avec une technique de calcul plus élaborée [75] qui compare événement par événement les données aux éléments de

1. Dans la représentation $\overline{MS}$, c'est la variable ρ qui est affectée d'une dépendance quadratique en m_t.

matrice au premier ordre (**L**eading **O**rder, LO). La principale différence avec la précédente approche est que seuls les événements ayant exactement quatre jets sont utilisés dans l'extraction de la masse et à chacun d'eux est assigné une probabilité, fonction de m_t, d'avoir la topologie d'une paire $t\bar{t}$. Ainsi, en combinaison avec la précédente mesure dans le canal dileptons, la nouvelle masse mesurée par DØ devient [76] :

$$m_t = 179.0 \pm 5.1\ GeV/c^2$$

que l'on combine avec les mesures de l'expérience CDF [77] :

$$m_t = 178.0 \pm 4.3\ GeV/c^2 \qquad (\text{CDF } + \text{DØ}).$$

L'accord entre les mesures directes au Tevatron et les mesures indirectes provenant des observables électrofaibles est une confirmation éclatante du pouvoir prédictif du modèle standard.

Les premières mesures effectuées durant la période actuelle de prises de données du RunII confirment les précédents résultats [78] :

$$\begin{aligned} m_t &= 177.5 \pm 5.8\ (stat.) \pm 7.1\ (syst.)\ GeV/c^2 && (\text{DØ}) \\ m_t &= 177.8^{+4.5}_{-5.0}\ (stat.) \pm 6.2\ (syst.)\ GeV/c^2 && (\text{CDF}) \end{aligned}$$

La valeur élevée de la masse du top laisse à présager qu'il peut jouer un rôle particulier dans le mécanisme de génération des masses des fermions. En effet, son couplage de Yukawa est le seul à être de taille *naturelle* ; il est donné par [2] :

$$\frac{\sqrt{2}m_t}{v} \sim 1. \tag{3.5}$$

Une mesure précise de la masse du top est nécessaire car elle permet de tester la consistence interne du modèle standard. Nous allons à présent montrer qu'elle permet de sonder le secteur de la brisure de symétrie électrofaible et de contraindre la masse du boson de Higgs.

3.1.3 Le quark top et le secteur de Higgs

Le quark top tient un rôle fondamental dans le modèle standard. Nous avons vu en effet qu'il contribue virtuellement à des corrections radiatives aux masses des bosons de jauge W et Z. Le boson de Higgs contribue également à Δr par des interactions virtuelles illustrées par les diagrammes de la figure 3.4, sa contribution s'écrit :

$$(\Delta r)_{Higgs} \approx \frac{11 G_F M_Z^2 \cos^2\theta_W}{24\sqrt{2}\pi^2} \cdot \ln(\frac{m_h^2}{M_Z^2}) \tag{3.6}$$

2. Rappelons que l'échelle de brisure de la symétrie électrofaible est donnée par :

$$v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} = 246 \text{ GeV}$$

.

L'équation (3.3) permet donc de relier α, G_F, m_h, M_W et m_t. On remarque que la contribution du terme de masse du boson de Higgs est logarithmique alors qu'elle est quadratique pour le quark top. Ainsi, des mesures précises de M_W et m_t permettent de contraindre m_h. La figure 3.5 représente les contours à 68% de niveau de confiance de M_W et m_t qui favorisent l'existence d'un boson de Higgs léger.

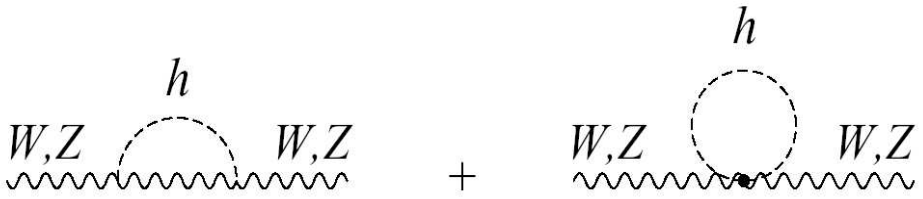


FIG. 3.4 – *Comme le quark top, le boson de Higgs contribue également au premier ordre au propagateur des bosons de jauge.*

Le Tevatron devrait atteindre avec une luminosité intégrée de $2fb^{-1}$, une précision $\delta M_W \sim 27$ MeV/c^2 [72]. Projetée sur une ligne constante de m_h (c'est à dire, fixant à la fois M_W et m_t), cette erreur correspond à une erreur $\delta M_t \sim 3$ GeV/c^2 sur la masse du quark top. L'erreur actuelle des mesures indirectes sur m_t est de ± 10 GeV/c^2 alors que l'erreur des mesures directes est de ± 4 GeV/c^2.
Ainsi les tests de précisions du modèle standard ne bénéficieraient pas de l'amélioration de l'erreur sur la masse du quark top l'erreur sur la masse du boson W n'était pas également améliorée. Si ces deux objectifs sont atteints, nous pouvons espérer une précision sur la masse du boson de Higgs de :

$$\frac{\delta m_h}{m_h} \sim 40\%$$

La récente réévaluation de la masse du quark top par DØ a repoussée la valeur centrale la plus probable de la masse du boson de Higgs au-delà des exclusions directes obtenues au LEP :

$$m_h = 117^{+67}_{-45}\ GeV, \qquad m_h < 251\ GeV\ (95\%\ CL) \tag{3.7}$$

La génération des masses des fermions peut être intimement reliée à la brisure de symétrie électrofaible. Des modèles alternatifs [79, 80, 81] prédisent des comportements très différents des interactions entre les bosons W, Z et le quark top. Ainsi, ce dernier tient-il un rôle privilégié comme sonde du secteur électrofaible et de processus physiques au-delà du modèle standard.

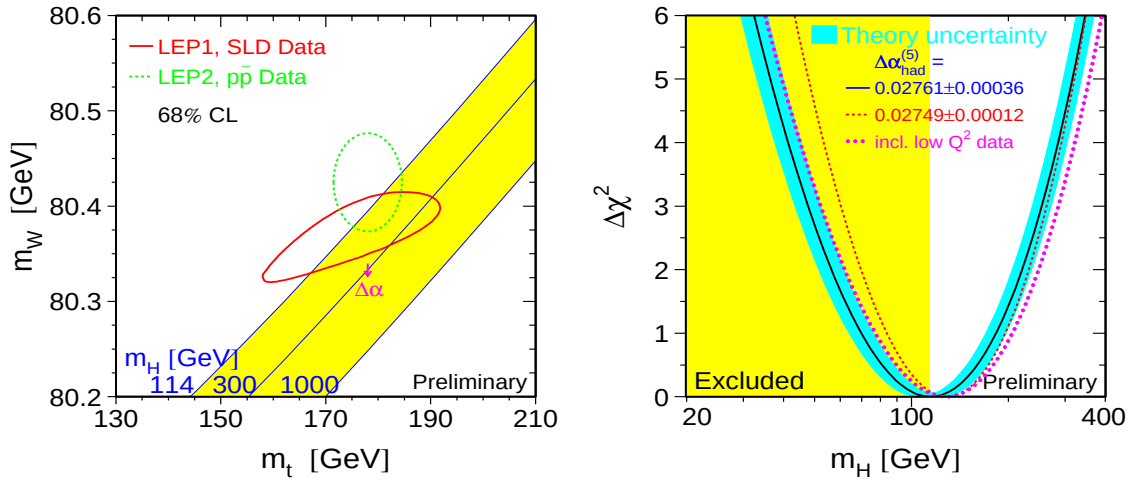


FIG. 3.5 – *La masse du Higgs peut être indirectement prédite en mesurant à la fois les masses du boson W et du quark top. Les mesures favorisent un boson de Higgs léger.*

3.1.4 Le couplage électrofaible du quark top

Nous savons que les états propres du groupe électrofaible $SU(2)$ ne correspondent pas aux états propres de masse observés. Ainsi, ce sont les éléments V_{tq} de la matrice CKM qui déterminent les rapports d'embranchement des désintégrations du quark top en un quark plus léger. Si l'on suppose que le modèle standard est constitué de trois générations de familles de quarks, les mesures de précision du secteur électrofaible permettent de contraindre l'élément V_{tb} grâce à l'unitarité de la matrice CKM [82] :

$$|V_{ub}|^2 + |V_{cb}|^2 + |V_{tb}|^2 = 1,$$
$$\text{ainsi :} \quad 0.9991 < |V_{tb}| < 0.9994$$

L'unitarité de la matrice CKM a été testée par CDF en mesurant le rapport des largeurs de désintégration du quark top en b sur la largeur totale, mais elle souffre encore d'une grande erreur statistique [83] :

$$R_{tb} \equiv \frac{\Gamma(t \to Wb)}{\Gamma(t \to Wq)} = \frac{|V_{tb}|^2}{|V_{td}|^2 + |V_{ts}|^2 + |V_{tb}|^2} = 0.94^{+0.31}_{-0.24}$$

Rappelons que ce résultat n'est valable que si le nombre N_f de de familles de quarks est égal à trois. Si $N_f > 3$, les mesures actuelles ne permettent que de contraindre la masse d'un quark $q = b'$ (figure 3.6) de la quatrième génération à être supérieure

à $m_t - M_W$ [82] et la mesure de V_{tb} ne permet que de conclure que $|V_{tb}| \gg |V_{ts}|,|V_{td}|$. Ainsi le quark top se désintègre à près de 100% en un boson W et un quark b.

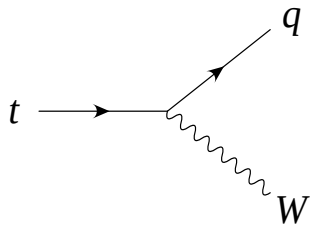


FIG. 3.6 – *Interaction électrofaible par courant chargé du quark top*

Une des conséquences les plus importantes de la masse élevée du quark top est que sa largeur de désintégration Γ est grande. En effet nous avons à l'ordre LO (les masses du boson W et des quarks étant toutes nulles) et si $|V_{tb}| = 1$ [67] :

$$\Gamma_0(t \to Wb) \equiv \frac{G_F m_t^3}{8\pi\sqrt{2}} = 1.76\ GeV/c^2$$

et si $M_W \neq 0$, nous obtenons :

$$\frac{\Gamma_t}{|V_{tb}|^2} = \Gamma_0\big(1 - 3\frac{M_W^4}{m_t^4} + 2\frac{M_W^6}{m_t^6}\big) = 1.56\ GeV/c^2$$

Un calcul au deuxième ordre (**N**ext to **L**eading **O**rder, NLO) plus correct donne [84, 85] : $\Gamma_t = 1.42 \cdot |V_{tb}|^2$ GeV/c^2.

Le quark top se désintègre ainsi en $\tau_t \approx 0.24 \times 10^{-24}$s. Ce temps de vie est en fait inférieur à l'échelle de temps caractéristique de la chromodynamique quantique intervenant dans l'hadronisation des quarks et qui est de l'ordre de $\tau_{QCD} = 3 \times 10^{-24}$s [86] (c.à.d. $\Lambda_{QCD} \sim 0.1$ GeV). Il n'existe donc pas, à proprement parlé, de *spectroscopie* du quark top. La valeur de Γ_t implique que les propriétés de désintégration du quark top ne sont pas affectées par son couplage fort ce qui permet la mesure directe de ses couplages électrofaibles.
Ainsi, la mesure de l'hélicité du boson W dans la désintégration du quark top permet d'ajouter une nouvelle observable pour tester le modèle standard [87]. Ce dernier prédit que la fraction $\mathcal{F}_0$ de quarks top se désintégrant en un boson W d'hélicité 0 est de[3] :

$$\mathcal{F}_0 = \frac{m_t^2/2M_W^2}{1 + m_t^2/2M_W^2} = 0.709 \pm 0.02$$

L' expérience CDF a mesuré [88] :

$$\mathcal{F}_0 = 0.91 \pm 0.37 \pm 0.13$$

3. Rappelons que les interactions du quark top par courant chargés, comme pour les autres fermions, sont gouvernées par des interactions de type vecteur-axial ($V - A$).

Au Tevatron, avec une luminosité intégrée de 2fb^{-1}, une précision de $\pm 5\%$ devrait être atteinte.

Une dernière conséquence importante du temps de vie très court du quark top concerne sa production en paire $t\bar{t}$, que nous détaillerons dans le paragraphe suivant. En effet, dans ce cas, les spins des deux quarks sont corrélés [86, 89] pour des énergies au seuil de production. Aux plus hautes énergies ($\sqrt{s} \gg 2m_t$) les hélicités sont évidemment opposées.
Étant donné que le quark top se désintègre avant que son état de spin n'ait pu changer, les corrélations de spins vont affecter les distributions angulaires des produits de décroissance. Si l'on dénote par Θ l'angle entre le spin du quark top et la direction d'un de ses produits de désintégration, la section efficace différentielle par rapport à Θ s'écrit :

$$\frac{1}{\Gamma}\frac{d\Gamma}{d\cos\Theta} = \frac{1}{2}(1 + \alpha\cos\Theta)$$

Le facteur α prenant les valeurs 1., 0.41, -0.31, -0.41 selon que le produit de désintégration soit, respectivement, un lepton l ou un quark d, un W, un ν ou un quark u, ou un quark b. Il est ainsi évident que les événements dileptons (voir paragraphe suivant) sont du fait de la grande valeur de α et de leur détection plus facile, les meilleurs candidats à l'études des corrélations de spins dans les paires $t\bar{t}$.
Au Tevatron, près de 70% des paires $t\bar{t}$ seront d'hélicités opposées dans la base dite «d'hélicité» et ils seront près de 92% dans la base dite «*off-diagonal*». Les mesures de corrélations de spins nécessitent en effet de trouver la base la plus judicieuse qui permette de maximiser les corrélations de spins en fonction du mode de production ($e^+e^- \to t\bar{t}$ ou $q\bar{q} \to t\bar{t}$) et/ou de l'énergie au centre de masse.

3.2 Les modes de production et de désintégration du quark top

3.2.1 Production par voie forte

Nous pouvons étudier les propriétés des interactions fortes du quark top via ses modes de production. En effet, au Tevatron et au LHC, une paire $t\bar{t}$ peut être produite par l'annihilation de deux quarks ou la fusion de deux gluons. La figure 3.7 illustre les diagrammes de Feynman correspondant au deux modes de production.

La section efficace de production de paires de quark top dans l'approximation de Born s'écrit [90] :

$$\sigma(s,m_t^2) = \sum_{i,j}\int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 f_i(x_i,\mu_f^2) f_j(x_j,\mu_f^2)\hat{\sigma}_{ij}(\hat{s},m_t,\alpha_s(\mu_r^2)) \tag{3.8}$$

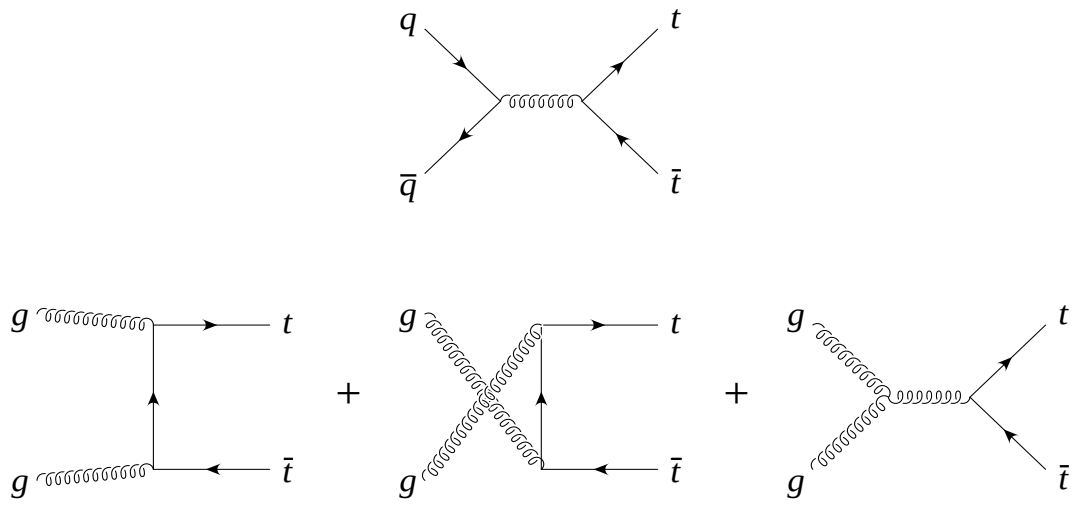


FIG. 3.7 – *Diagrammes de production de paires $t\bar{t}$ par interaction forte : par l'annihilation de deux quarks (en haut) et par conversion ou fusion de deux gluons (en bas).*

où i et j représentent les combinaisons des partons incidents (incluant les gluons et les (anti) quarks), $f(x_i,\mu_f^2)$ les fonctions de distributions des partons (PDFs) qui sont évaluées à l'échelle de factorisation μ_f (souvent fixée à m_t) [91] et x représente la fraction de l'énergie du proton incident emportée par les partons. La constante de couplage QCD, α_s, est évaluée à l'échelle de renormalisation μ_r (fixée également à m_t). La fonction $d\hat{\sigma}_{t\bar{t}}/d\hat{s}$ atteint son maximum à 3/2 de la valeur du seuil de production. Au seuil, nous pouvons fixer $x_i \approx x_j = x_{seuil} = 2m_t/\sqrt{s}$.

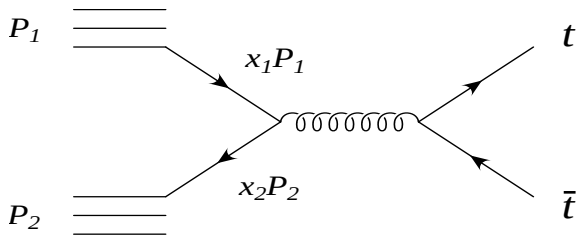


FIG. 3.8 – *Création d'une paire $t\bar{t}$ dans le modèle partonique [92]*

Par exemple, au Tevatron pour le RUNI avec une énergie au centre de masse de $\sqrt{s} =$ 1.8 TeV, $x_{seuil} \approx 0.2$ et la densité des distributions des partons est prédominante pour les quarks. Il en est de même au RUNII ou un quark top de 175 GeV/c^2 est produit dans 85% des cas via le processus $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ et dans 15% via le processus $gg \rightarrow t\bar{t}$. Ces taux de production seront par contre inversés au LHC puisque $x_{seuil} \approx 0.025$ et ce sont les gluons qui dominent les densités de distributions des partons. Les taux de production seront alors de 10% (90%) pour les processus $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ ($gg \rightarrow t\bar{t}$) .

La table 3.1 résume les caratéristiques des collisionneurs capable de produire le quark top. Les sections efficaces de production de paires $t\bar{t}$ et des processus qui constituent, comme nous le verrons dans le chapitre 5, les principales sources de bruit de fond à la détection d'une paire de quarks top, y sont également indiquées. On remarque ainsi que la section efficace $t\bar{t}$ est plus élevée de 40% aux énergie du RunII qu'au RunI.
La mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ est d'importance car elle permet de tester les prédictions des calculs QCD. De plus, l'évidence d'un signal de nouvelle physique à l'échelle de la brisure de symétrie électrofaible peut être préférablement observée auprès du quark top, la particule de plus grande masse actuellement connue. Il est ainsi primordial de bien mesurer sa constante de couplage, c'est à dire sa section efficace de production en paires.
Un calcul au deuxième ordre (**N**ext to **N**ext to **L**eading**O**rder, NNLO) récent mais encore partiel, utilise une approche différente de celles indiquées dans la table 3.1, et inclut des termes correctifs logarithmiques (NNNLL). La section efficace prédite est un peu plus faible : $\sigma_{t\bar{t}} = 6.77 \pm 0.42$ pb [95]. L'erreur n'inclut pas les systématiques provenant des fonctions de distribution des partons ; leur contribution a été évaluée à : ± 0.84 pb [96].
Pour une revue détaillée des erreurs systématiques provenant des PDFs et des choix d'échelle μ_f (factorisation) et μ_R (renormalisation), nous invitons le lecteur à consulter la référence [97].

Collisionneur	Tevatron RunI	Tevatron RunII	LHC	LC
Type	$p\bar{p}$	$p\bar{p}$	pp	e^+e^-
Prise de données	1992-1996	2001-?	2007-?	2015(?)-?
E_{CM} (TeV)	1.80	1.96	14.0	$< 2m_t$ - $\sim 1.$
$< \mathcal{L} >$(cm^{-2}s^{-1})	1×10^{31}	1-3 $\times 10^{32}$	$10^{33} - 10^{34}$	2×10^{34}
$\int \mathcal{L}$ fb^{-1}	0.125	~ 8	~ 300	~ 1000
σ_{total} (pb)	$\sim 10^{11}$	$\sim 10^{11}$	$\sim 10^{11}$	$\mathcal{O}(10)$
$\sigma_{b\bar{b}}$ (pb)	$\sim 2 \times 10^7$	$\sim 3 \times 10^7$	$\sim 3 \times 10^8$	$\mathcal{O}(1)$
σ_{W+jets} (pb)	$\sim 3 \times 10^4$	$\sim 4 \times 10^4$	$\sim 2 \times 10^5$	$\mathcal{O}(1)$
$\sigma_{t\bar{t}}$ (pb) (a)	$5.06^{+0.13}_{-0.36}$	$6.97^{+0.15}_{-0.47}$	825^{+58}_{-43}	~ 0.8
$\sigma_{t\bar{t}}$ (pb) (b)	5.8 ± 0.4	8.0 ± 0.6	–	–

Tab. 3.1 – *Caractéristiques des (futurs) collisioneurs et sections efficaces correspondant à différents processus [90]. Les sections efficaces de productions de paires $t\bar{t}(a)$ et (b) correspondent, respectivement, aux calculs complets NLO+NLL [93] et partiels NNL0+NNLL [94], les luminosités intégrées sont indiquées par expérience.*

3.2.2 Production par voie électrofaible

La production d'un seul quark top par intégration électrofaible est possible selon les trois processus suivant :

1. annihilation d'une paire $q\bar{q}$ produisant un W hors de sa couche de masse : $q\bar{q} \rightarrow W^* \rightarrow t\bar{b}$ (voie «s»),
2. par la fusion d'un gluon et d'un boson W : $qg \rightarrow q'Wb\bar{b} \rightarrow q't\bar{b}$ (voie «t»),
3. par l'interaction d'un quark beau avec un gluon : $gb \rightarrow Wt$ (voie «*associée*»).

Les diagrammes des trois processus sont représentés de gauche à droite sur la figure 3.9.

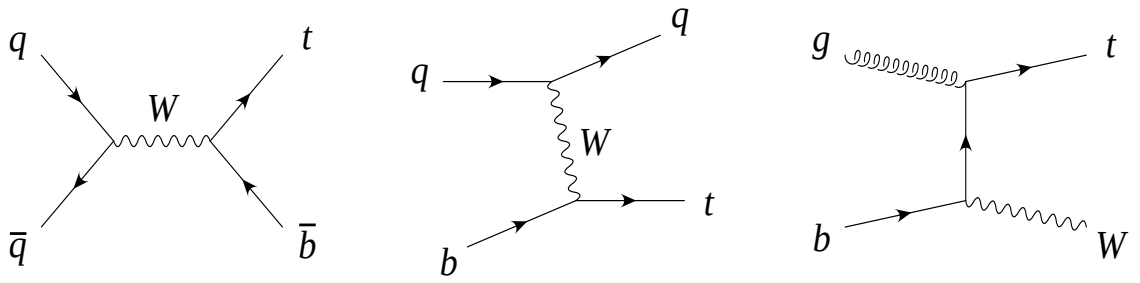


FIG. 3.9 – *Diagrammes de production du quark top par interaction faible. De gauche à droite sont respectivement indiquées les voies s, t, et associée [92].*

La voie s

La voie s, dans laquelle deux quarks s'annihilent pour créer un boson W bénéficie d'une incertitude théorique relativement faible [90]. En effet, les calculs NLO [98, 99, 100, 101] montrent que les incertitudes sur les fonctions de distribution des deux partons sont petites, conduisant à une faible erreur sur la calcul de la section efficace ($\approx 2\%$). Les effets de resommation sont négligeables ($< 1\%$) et les corrections de Yukawa sont de l'ordre de 3%.
La plus grande source d'erreur provient de l'incertitude sur la masse du quark top m_t. En effet, une variation de ± 5 GeV/c^2 implique une erreur de $\mp 10\%$ sur la section efficace. Ceci constitue une motivation supplémentaire à la réduction de l'erreur sur m_t.

La voie t

Contrairement à la voie s, la section efficace de la voie t souffre d'erreurs provenant des fonctions de distribution des partons plus élevées, car les incertitudes de ces dernières sont plus grandes dans le cas d'un gluon ou d'un quark b.
Les erreurs concernant les effets de resommation et de factorisation sont différentes selon que la section efficace est évaluée inclusivement ou exclusivement. Bien que

le calcul inclusif prédise une section efficace plus précise, l'approche exclusive permet une description plus correcte de la cinématique des ces événements. Ainsi leur traitement nécessite encore quelques attentions particulières. La référence [90] en explicite quelques-unes et les références qui y sont citées permettent de rendre compte de l'ensemble des difficultés soulevées par ces calculs.
La voie t bénéficie au Tevatron d'une section efficace environ trois fois plus grande que celle de la voie s et vingt trois fois plus grande au LHC ! Ceci est dû à la plus grande contribution des gluons.

La voie associée

Reprenant les arguments que nous avons développés dans la paragraphe 3.2.1, concernant les fonctions de distribution des quarks et des gluons, il est facile de comprendre que ce processus est fortement défavorisé au Tevatron. Par contre au LHC, il contribuera à hauteur de 20 à 30% à la section efficace totale de production de quark top isolé.
Étant donné que ce processus nécessite la production d'un quark top et d'un boson W, nous nous situons dans un régime aux grandes valeurs de x (fraction de l'énergie du proton emportée par un parton). La dépendance de la section efficace est en $1/\hat{s}$ comme pour la voie s (par contre dans le cas de la voie t, elle est asymptotiquement limitée par $1/M_W^2$). Ces deux considérations impliquent que la section efficace de ce processus est environ cinq fois plus faible que celle de la voie t. Actuellement seul des calculs LL incluant quelques corrections NLO ont été menés et souffrent d'erreurs de l'ordre de 20 à 30% au Tevatron et au LHC [106].

Conclusions

Les sections efficaces des différents modes de production sont résumées dans la table 3.2. Les calculs NLO ont à ce jour été complètement déterminés pour les voie s et t [99, 100].

Processus	Tevatron RunI	Tevatron RunII	LHC (t)	LHC ($\bar{t}$)
σ_s^{NLO}	0.75 ± 0.07	0.88 ± 0.11	6.55 ± 0.03	4.07 ± 0.02
σ_t^{NLO}	1.45 ± 0.09	1.98 ± 0.25	152.6 ± 0.6	90.0 ± 0.5
$\sigma_{asso.}^{LL}$		0.093 ± 0.024	31^{+8}_{-2}	31^{+8}_{-2}

Tab. 3.2 – *Les sections efficaces de productions de quark top isolé par la voie électrofaible au Tevatron et au LHC [90].*

Les deux expériences CDF et DØ ont commencé à chercher le quark top dans son mode de production isolé au RunI ; les limites établies à un niveau de confiance de

95% furent [102, 103] :

$$\sigma_s < 18\ pb, \qquad \sigma_t < 13\ pb, \qquad \sigma_{s+t} < 14\ pb \quad (\mathbf{CDF})$$
$$\sigma_s < 17\ pb, \qquad \sigma_t < 22\ pb \qquad (\mathbf{D\emptyset})$$

Ces processus peuvent être mis en évidence au RunII avec une incertitude de 20 à 30% pour une luminosité intégrée de 2 fb^{-1}. Les résultats préliminaires du RunII ont d'ores et déjà amélioré les limites du RunI, les deux expériences ont ainsi établi les limites préliminaires :

$$\sigma_s < 13.6\ pb, \qquad \sigma_t < 8.5\ pb, \qquad \sigma_{s+t} < 13.7\ pb \quad (\mathbf{CDF})$$
$$\sigma_s < 19.0\ pb, \qquad \sigma_t < 25\ pb, \qquad \sigma_{s+t} < 23\ pb \quad (\mathbf{D\emptyset})$$

à un niveau de confiance de 95%, pour une luminosité intégrée d'environ 160 pb^{-1} chacune [104, 105].

3.2.3 Caractéristiques de la production par voie électrofaible

Le production de quark top isolé par la voie électrofaible permet de mesurer avec une bonne précision différentes propriétés du quark top. En effet, dans un collisionneur hadronique, la largeur de décroissance $\Gamma \to X$ ne peut être obtenue directement dans les processus $t\bar{t}$ car elle est bien inférieure à la résolution expérimentale (ceci est valable au Tevatron et au LHC). Par contre, les sections efficaces de production de quark top isolé sont directement proportionnelles à l'élément $|V_{tb}|^2$ de la matrice CKM et donc à $\Gamma(t \to b)$ (dans l'hypothèse où il n'y a évidemment pas de couplages anormaux).
Il est ainsi envisagé de pouvoir mesurer $\Gamma(t \to b)$ au Tevatron avec une luminosité intégrée de 8 fb^{-1}, avec une précision de $\sim 13.5\%$, soit $\sim 6.7\%$ d'erreur absolue sur $|V_{tb}|$ [87, 107].

Nous avons vu que le temps de vie du quark top est inférieur au temps caractéristique des processus QCD et que son spin n'est pas affecté par des effets chromomagnétiques. Dans le cas de sa production isolée, le quark top est produit dans le modèle standard par un boson W de chiralité *gauche*, ainsi la polarisation du quark top suit la direction du quark b dans la voie s et du quark léger dans la voie t [108].
Une autre mesure envisageable bien que difficile car les effets prédits par le modèle standard sont très faibles et nécessitent ainsi une grande statistique, concerne les violations de CP dans la production du quark top. Il s'agit de mesurer séparement les processus $p\bar{p} \to t + X$ et $p\bar{p} \to \bar{t} + X$, ou l'asymétrie A, donnée par le rapport :

$$A = \frac{\sigma(p\bar{p} \to tX) - \sigma(p\bar{p} \to \bar{t}X)}{\sigma(p\bar{p} \to tX) + \sigma(p\bar{p} \to \bar{t}X)}$$

Etant donné que l'état initial $p\bar{p}$ est un état propre de CP, la moindre déviation par rapport à 0 pourrait signaler la présence de physique au-delà du modèle standard.

Les précisions statistiques absolues attendues sur A sont de ± 0.16 (± 0.08) avec 2 fb^{-1} (8 fb^{-1}) de données collectées.

3.2.4 Les modes de désintégrations

Comme nous l'avons vu, le quark top se désintègre, dans le modèle standard, principalement en un boson W et un quark b ($> 99.8\%$). Ainsi les états finaux peuvent-ils être distingués par les modes de désintégration du boson W. Ils sont classés de la manière suivante pour les désintégrations de paires $t\bar{t}$:

dileptons : les deux bosons se désintègrent leptoniquement : $W^{\pm} \rightarrow l^{\pm}\nu$ (où $l = e,\mu$ en général pour les collisioneurs hadroniques). Le rapport d'embranchement de ce mode est faible, $\approx 5\%$, mais il bénéficie d'une grande pureté car l'état final contient deux leptons isolés et deux jets issus de la fragmentation des deux quarks b.

lepton+jets : un boson W se désintègre leptoniquement et le deuxième hadroniquement (figure 3.10). Nous avons ainsi un état final avec un lepton, un neutrino et quatre jets dont deux provenant de la fragmentation des quarks b. Le rapport d'embranchement de ce canal est de $\approx 30\%$. Avec une luminosité intégrée de 2 fb^{-1}, ~ 1000 événements de ce type sont attendus au RunII du Tevatron.

hadronique : les deux bosons W se désintègrent hadroniquement. L'état final est ainsi constitué de six jets. Ce canal bénéficie d'un rapport d'embranchement élevé, $\approx 44\%$, mais souffre également d'un bruit de fond multijets difficilement réductible.

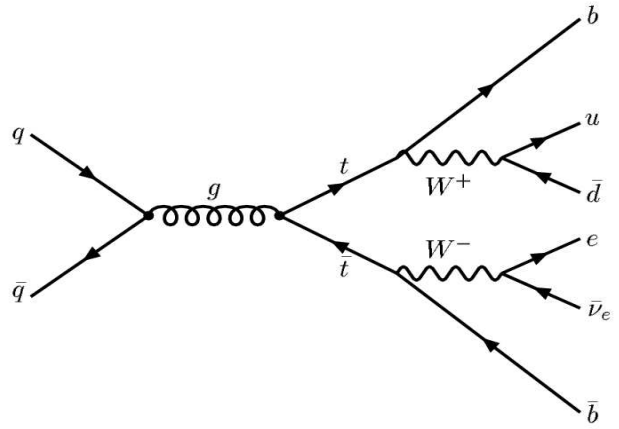


FIG. 3.10 – *Désintégration d'une paire $t\bar{t}$ dans le canal lepton+jets.*

Chacun de ces canaux de désintégration a été observé au Tevatron par les expériences CDF et DØ durant le RunI et continue d'être l'objet d'études attentives au RunII. La table 3.3 résume le nombre d'événements observés dans chaque canal au RunI ainsi que les valeurs attendues au RunII.

Canal	RunI	RunII
Dileptons	10	600
Lepton + $\geq$ 4 jets ($\geq$ 1 b étiqueté)	49	4000
Lepton+$\geq$ 4 jets (2 b étiquetés)	13	2000
Top isolé ($\geq$ 1 b étiqueté)	3.5	1000
Luminosité intégrée (fb^{-1}) CDF+DØ	$\sim$ 0.2	8

Tab. 3.3 – *Les nombres de paires $t\bar{t}$ et de top isolé attendus pour chaque canal de désintégration au* RunI *et au* RunII *pour les deux expériences* CDF *et* DØ.

3.2.5 Les désintégrations rares

Les taux de désintégration par courant chargé du quark top $t \to Wq$ sont donnés par les éléments de la matrice CKM. Ainsi, puisque $\mathcal{BR}(t \to Wb) \geq 99.8\%$, les décroissances $t \to Ws$ et $t \to Wd$ sont très rares et souffrent de plus d'une très mauvaise séparation du bruit de fond. Avec le processus $t \to WbZ$ elles constituent les seules désintégrations autorisées au premier ordre dans le modèle standard. Seul le processus $t \to Ws$ qui a un rapport d'embranchement de $\sim 10^{-3}$ sera éventuellement observable au LHC.
Les désintégrations impliquant un changement de saveur, via un courant neutre[4] qui interviennent dans des boucles, sont fortement supprimées par le mécanisme de GIM [109]. Le modèle standard prévoit ainsi [110] :

$$\begin{aligned}
\mathcal{BR}(t \to cg) &\sim 10^{-10} \\
\mathcal{BR}(t \to c\gamma) &\sim 10^{-12} \\
\mathcal{BR}(t \to cZ) &\sim 10^{-12} \\
\mathcal{BR}(t \to cH^o) &\sim 10^{-7}
\end{aligned}$$

Ni le Tevatron, ni le LHC, ni le LC n'auront la sensibilité requise pour effectuer des mesures directes de ces rapports d'embranchement [111]. Il est cependant important d'établir des limites sur ces modes de désintégration car plusieurs scénarios au-delà du modèle standard prédisent des rapports d'embranchement plus élevés. La table 3.4 résume les sensibilités attendues au Tevatron au RunII.

4. dénommés **F**lavour-**C**hanging **N**eutral **C**urrents dans la littérature.

	1 fb^{-1}	8 fb^{-1}
$\mathcal{BR}(t \to Zq)$	0.015	5×10^{-3}
$\mathcal{BR}(t \to \gamma q)$	3.0×10^{-3}	10^{-4}

TAB. 3.4 – *Sensibilités des rapports d'embranchements FCNC attendues au Tevatron pour le RunII.*

3.3 État des lieux et perspectives

Nous avons détaillé les différents champs d'exploration mettant en jeu le quark top dans le modèle standard. Ceux-ci concernent ses propriétés intrinsèques (masse, charge, spin, ...) ainsi que son couplage avec les forces électrofaible et forte (production, désintégration, ...).
Il est important de connaître avec précision la section efficace de production par interaction faible de quark top car ce processus constitue un des principaux bruits de fonds à la production du boson de Higgs via le processus : $p\bar{p} \to W^+H(\to b\bar{b})$. Il constitue de plus avec les paires $t\bar{t}$, un bruit de fond pour un grand nombre de processus au-delà du modèle standard dont nous avons volontairement omis la description car il est difficile d'en résumer l'ensemble. Nous préférons renvoyer le lecteur à la référence [90] et à son importante bibliographie. La référence [84] détaille abondamment les perspectives de mesures dans le secteur du quark top aux futurs collisioneurs.
Dans la table 3.5, nous résumons le «*menu*» de la physique du quark top et les sensibilités attendues pour chaque oservable au Tevatron.

Mesure	1 fb^{-1}	8 fb^{-1}	Commentaire
Nb d'événements			
$N_{4jets(1b)}$	500	4000	événements identifiés
$N_{4jets(2b)}$	250	2000	meilleur lot pour m_t
δm_t(GeV/c^2)	3.5	2.0	
Production			
$\delta\sigma_{t\bar{t}}$	11%	6%	teste le couplage QCD du top
$\delta\sigma_{ll}/\delta\sigma_{l+jets}$	14%	4.8%	teste les désintégrations non-W
$\delta\sigma_{t\bar{b}X+\bar{t}bX}$	26%	13.5%	top isolé
$\sigma \times \mathcal{BR}(Z' \to t\bar{t})$	100 fb	25 fb	«topcolor» $M_{Z'} = 1$ TeV/c^2
Désintgrations			
$\delta\mathcal{BR}(t \to W(b))$	3.5%	1.0%	d'après $N(bb)/N(bX)$
$\delta\mathcal{BR}(t \to b(W))$	6%	3%	d'après $N(ll)/N(lX)$
$\delta\mathcal{BR}(W_{V+A})$	3%	0.8%	hélicité de $W \to l\nu$
$\delta\mathcal{BR}(W_{long})$	6%	2.1%	$\frac{W_{long}}{W_{gauche}} = \frac{1}{2}\left(\frac{m_t}{M_W}\right)^2$
$\delta\Gamma(t \to Wb)$	28%	14%	avec le top isolé
δV_{tb}	14%	7%	avec le top isolé
Désintégrations rares			
$\mathcal{BR}(c\gamma)$	$\leq 3.0 \times 10^{-3}$	$\leq 10^{-4}$	(95% CL)
$\mathcal{BR}(cZ)$	$\leq 1.5 \times 10^{-2}$	$\leq 3.8 \times 10^{-3}$	(95% CL)
$\mathcal{BR}(Hb)$	$\leq 15\%$	$\leq 6\%$	d'après $\sigma_{ll}/\sigma_{l+jets}$

TAB. 3.5 – *Le menu de la physique du top au Tevatron*

Chapitre 4

Sur les traces de la Beauté

"Une heure assis à coté d'une jolie femme semble durer une minute. Une minute assis sur un four brûlant semble durer une heure. C'est cela la relativité."
Albert Einstein.

4.1 Introduction

L'identification des quarks b est importante pour l'étude de bon nombre de processus (figure 4.1) : mesure de la section efficace de production $q\bar{q} \to b\bar{b}$, de l'élément de matrice $|V_{tb}|$, recherche du boson de Higgs ($WH(\to b\bar{b})$), étude du quark top, du $Z \to b\bar{b}$, etc ...
Le temps de vie d'un hadron beau est de 1.6 ps ou de manière analogue, sa distance de vol est de $c\tau \sim 400$ μm. Au Tevatron, l'accélération par rapport au centre de masse permet à un quark b d'impulsion 40 GeV/c, de parcourir une distance d'environ 3 mm avant de se désintégrer en plusieurs particules. Les trajectoires reconstruites des particules ainsi produites ne passent pas par le point d'interaction primaire, c'est à dire qu'elles possède un paramètre d'impact plus élevé que celui des traces issues du vertex primaire. Une autre propriété des hadrons beaux est qu'ils peuvent se désintégrer semi-leptoniquement dans 40% des cas, produisant un électron ou un muon.
Ces caractéristiques sont utilisées afin de détecter les jets de quark b. Nous allons décrire dans ce chapitre une méthode qui repose sur l'utilisation du paramètre d'impact des traces qui permet de distinguer parmi les nombreux jets produits au cours des collisions $p\bar{p}$ au Tevatron (figure 4.1), ceux issus de la fragmentation d'un quark beau.

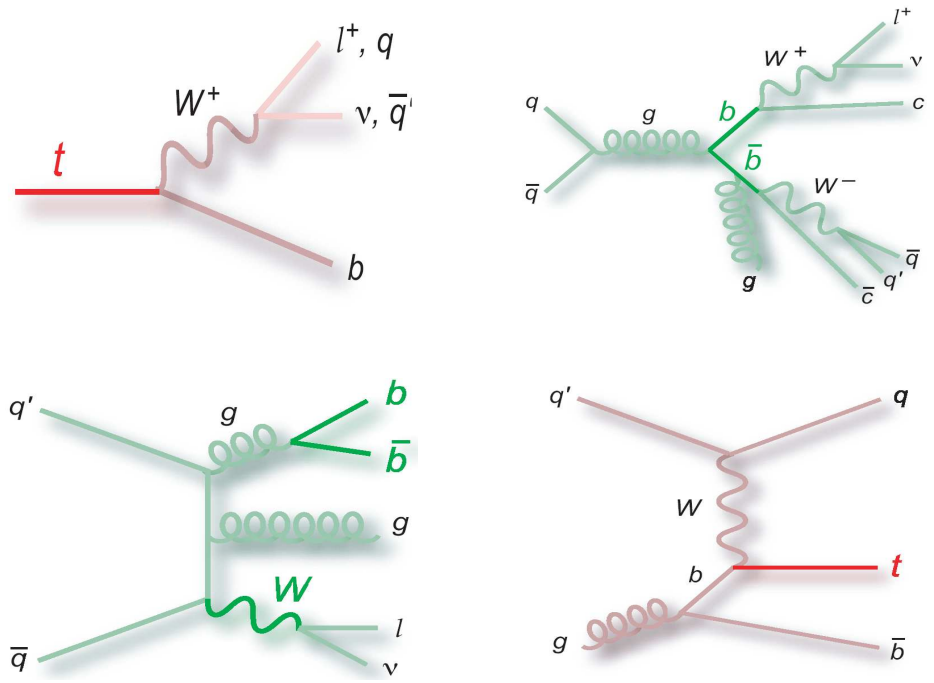


FIG. 4.1 – *Différent processus de production de quarks b au Tevatron*

4.2 Les lots d'événements réels et simulés

Les données qui ont été utilisées pour les résultats que nous allons exposer dans ce chapitre (ainsi que dans le suivant) ont été produites à partir des version p14.03 et p14.05 du code de reconstruction de DØ. La période de prise de données s'étend de juillet 2002 à septembre 2003 (correspondant approximativement à l'intervalle de *runs* 162000-181000). Nous avons utilisé deux formats de données différents : les TMBTree et les TopTree (cf. paragraphe 1.10). Les outils TMBFix et d0correct v6 ont été utilisés afin de corriger les données réelles et simulées et d'identifier les objets reconstruits dans le détecteur (jets, électrons, muons, ...).

4.2.1 Les données réelles

Les données réelles ont été uniquement traitées dans le format TopTree. Elles se composent des lots :

***jet-trigger* :** ce lot correspond à des événements ayant satisfait à, au moins, l'un des déclenchements L3 des jets (JT_XXXX). Ce lot s'élève à 480 000 événements.

***EMQcd* :** dans ce lot, la présence d'un objet électromagnétique d'impulsion transverse $p_t > 15$ GeV/c, défini selon les critères standards du groupe *EM-Id* [44], est requise. Nous disposons ainsi de 600 000 événements.

***muon-in-jet* :** ce lot contient des événements possédant au moins un muon *medium* (cf. paragraphe 1.8.5) selon les critères du groupe *Muon-Id* [45]. Le muon est associé à un jet dans un cône de rayon $R = 0.5$. Le lot préselectionné d'événements filtrés par le groupe CSG (MULOOSE) à partir duquel le lot *muon-in-jet* fut extrait possédait une coupure de $p_t > 8$ GeV/c sur le muon. Nous détaillerons les critères additionels appliqués pour la sélection du muon dans le paragraphe suivant. Ce lot est constitué de deux millions d'événements sélectionnés.

4.2.2 Les données simulées

L'ensemble des lots Monte-Carlo suivants a été utilisé (le nombre d'événements est indiqué entre parenthèses) afin d'évaluer les (in)efficacités d'identification dans la simulation, ainsi que pour extraire des facteurs correctifs :

***QCD* :** produits dans le format TMBTree, ces événements de type multijets ont été générés avec des coupures de $Q > 40$ GeV(160 000) et $Q > 80$ GeV(150 000)[1].

1. Q représente l'échelle d'interaction qui définit le processus d'hadronisation.

***Z* → *jets* :** nous disposons de désintégrations exlcusives : $Z \to b\bar{b} \to \mu$ (50 000), $Z \to b\bar{b}$ (110 000), $Z \to c\bar{c} \to \mu$ (50 000), $Z \to c\bar{c}$ (100 000) et $Z \to u\bar{u}/d\bar{d}/s\bar{s}$ (110 000). Ils ont été produits dans le format TMBTree.

***W+jets* :** produits dans le format TopTree ces événements ont également été différenciés par leur saveur. Nous disposons ainsi de lots Monte-Carlo $W + b\bar{b}$ (90 000), $W + c\bar{c}$ (130 000) et $W + (u,d,s)$ (160 000). Nous détaillerons dans le chapitre suivant les critères imposés à la génération de ces événements.

***paires de top* :** produits dans le format TopTree, nous disposons des deux modes de désintégration, $t\bar{t} \to l\bar{\nu}_l jjb\bar{b}$ (320 000) et $t\bar{t} \to l^+l^-\nu_l\bar{\nu}_l b\bar{b}$ (300 000), où $l = e,\mu$. Ces lots seront plus amplement détaillés dans le chapitre suivant dans le cadre de la mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$.

Les deux premiers ensembles de lots d'événements, QCD et $Z \to q\bar{q}$, ont été produits avec PYTHIA, les deux suivants avec ALPGEN. La saveur d'un jet est assignée de la façon suivante :

***jet-b* :** si un hadron beau est présent dans un cône de rayon ΔR= 0.5 autour de l'axe du jet calorimétrique.

***jet-c* :** si un hadron charmé est présent dans un cône de rayon ΔR= 0.5 autour de l'axe du jet calorimétrique et que la condition *jet-b* n'est pas observée.

***jet-l* :** si les deux conditions ci-dessus ne sont pas respect'ees. Ainsi, outre les jets issus de la fragmentation de quarks légers (u, d, s), nous considérons également dans cette catégorie les jets de gluons.

4.3 La présélection des objets

Le vertex primaire

La description de l'algorithme de reconstruction du vertex primaire a été décrite au paragraphe 1.8.2. La résolution en position du vertex primaire est un ingrédient primordial de la performance d'un algorithme d'étiquetage de la beauté. En effet, comme nous l'avons indiqué en introduction, les hadrons beaux parcourent des distances de l'ordre de quelques millimètres avant de se désintégrer ; ainsi, un algorithme dont la conception repose sur l'utilisation de la distance de vol nécessite une bonne résolution spatiale sur le point de production des traces.
Le vertex primaire est sélectionné s'il lui est associé au moins trois traces et s'il est situé dans la région effective du détecteur de vertex SMT ($|z_{PV}| \leq 60$ cm). L'efficacité de cette sélection est de $\sim$ 98% et $\sim$ 89%, pour des événements de type *multi-jets* respectivement, dans la simulation et dans les données réelles. Cette différence provient du plus grand nombre de vertex primaire ayant deux traces dans

les données réelles et traduit ainsi la mauvaise description de l'efficacité de reconstruction des traces dans la simulation.

Les traces

Les traces retenues pour l'évaluation des efficacités d'étiquetage lors de la présélection doivent respecter les critères suivants :

1. avoir au moins un coup dans une couche du SMT; le décompte inclut les tonnelets et les disques F ; les disques H ne furent pas encore exploités au moment de l'analyse.
2. leur moment transverse p_t doit être supérieur à 0.5 GeV/c
3. posséder un paramètre d'impact $|IP|$ (que nous définirons dans le paragraphe suivant) respectivement inférieur à 0.2 et 0.4 cm dans le plan transverse et le long de l'axe du faisceau. Ceci permet de réduire la présence de traces provenant d'interactions secondaires avec les matériaux du détecteurs.

Les jets calorimétriques

La reconstruction des jets calorimétriques et leur identification ont été décrites dans le chapitre 1.8.3. Nous avons utilisé les jets JCCB (algorithme de type *cône*, de rayon $R = 0.5$). La correction *JES* utilisée correspond à la version implémentée dans d0correct v6. Seul les jets ainsi corrigés satisfaisant aux relations suivantes seront retenus par la suite :

$$E_t \geq 15\ GeV, \qquad |\eta| \leq 2.5$$

La coupure en pseudo-rapidité est simplement justifiée par le fait que la couverture du détecteur à fibres scintillantes CFT correspond à $\eta \leq |2|$ (cf . paragraphe 1.3.2).

Les muons

Les muons considérés dans les algorithmes d'étiquetage nécessitent une bonne identification car, comme nous l'avons indiqué en introduction, la présence de muons associés à des jets (dans un cône de rayon $\Delta R(jet - muon) < 0.5$), est une indication de la présence de saveur lourde dans l'événement. Une bonne résolution surle moment transverse p_t est également nécessaire ; comme nous le verrons par la suite, cette variable est utilisée dans l'évaluation de l'efficacité d'identification des jets de quarks beaux.
Ainsi, des muons de type *medium* selon les critères du groupe *Muon-Id* (paragraphe 1.8.5), possédant un χ^2 global (correspondant à l'ajustement de la trajectoire associée à la trace reconstruite dans le système muon avec celle issue du système de reconstruction de trace) inférieur à 100 sont sélectionnés.
Dans le cas où plusieurs muons sont associés au même jet, celui possédant la plus petite valeur de χ^2 global est finalement retenu.

4.4 L'algorithme d'étiquetage : JLIP

JLIP (**J**et **LI**fetime**P**robability) est un algorithme d'étiquetage qui repose essentiellement sur l'utilisation du paramètre d'impact IP, distance entre le périgée de la trajectoire d'une particule et le vertex primaire, des traces associées à un jet.
Les traces issues de la désintégration de quark b, du fait de la distance de vol, apparaissent déplacées par rapport au point d'interaction primaire et présentent ainsi un paramètre d'impact de l'ordre de $c\tau \approx 400$ μm, alors qu'il est bien plus petit pour des traces issues du vertex primaire. C'est cette différence qui est exploitée dans l'algorithme *JLIP*.
Il est possible de construire à partir de la distribution en IP , la probabilité $\mathcal{P}_{trace}$ pour une trace de provenir du point d'interaction primaire. Les probabilités de toutes les traces associées à un jet sont ensuite combinées en une variable $\mathcal{P}_{jet}$, représentant pour les traces d'un jet, la probabilité de provenir du point d'interaction primaire [2].
Pour des événements sans particules à longue durée de vie, cette probabilité est uniformément distribuée entre 0 et 1 ; alors que pour des jets issus de la fragmentation de quarks lourds, elle doit tendre vers 0.
Il est ainsi aisé de sélectionner (c.à.d. *d'étiqueter*) un jet en appliquant une coupure sur sa probabilité. Le choix de cette coupure dépend du rapport signal sur bruit désiré pour une analyse déterminée.

Les différences observées dans l'efficacité de reconstruction des traces dans les jets entre les données réelles et simulées, ainsi que la présence de problèmes de bruits dans le calorimètre ont motivé l'introduction d'un nouveau critère de sélection : la *taggabilité* [3]. Elle correspond à la probabilité pour un jet d'être étiquetable.
La probabilité d'étiqueter un jet est ainsi découplée en deux composantes :

1. la probabilité d'être étiquetable (où *taggable*).
2. la probabilité, pour un jet étiquetable, d'être étiqueté (que l'on dénommera également : efficacité d'étiquetage).

La notion de taggabilité permet également de comparer uniformément les différents algorithmes d'étiquetage développés dans DØ. Nous allons en décrire les caractéristiques dans le paragraphe suivant, puis nous détaillerons les différentes étapes menant au calcul de la probabilité $\mathcal{P}_{jet}$.

2. variant continuement de 0 à 1, il n'y a donc pas de *décision* ; ceci permet d'envisager naturellement l'optimisation d'une analyse utilisant cet algorithme, à l'aide e.g d'un réseau de neurones
3. francisation du terme anglais *taggability*

4.4.1 Définition de la taggabilité

Rappelons que seuls les jets sélectionnés ($E_t < 15$ GeV, $|\eta| < 2.5$) sont considérés par la suite. Un jet est dit étiquetable s'il est associé, dans un cône de rayon $\Delta R = 0.5$, à un jet de traces chargées.
Les jets de traces chargées sont construits de la manière suivante :

1. comme dans le cas du vertex primaire, les traces (sélectionnées) sont regroupées autour de traces *graines*, d'impulsion $p_t \geq 1$ GeV/c. Le paramètre d'impact de ces traces doit vérifier : $|\Delta z(trace - graine)| < 0.2$ cm
2. elles sont ensuite itérativement associées une à une autour de la graîne selon : $\Delta R(trace - graîne) < 0.5$ et le quadrivecteur total du jet de traces ainsi formé est recalculé à chaque itération.
3. une fois que l'axe du jet de traces est stabilisé, ce dernier est sélectionné s'il possède au moins deux traces.

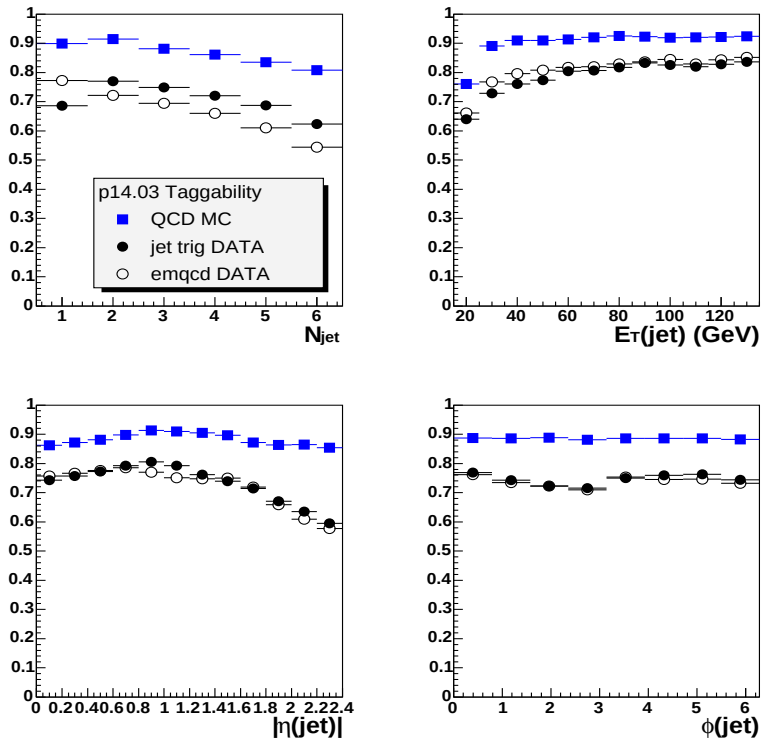


FIG. 4.2 – *Taggabilité pour des événements de type multi-jets dans les données réelles jet-trigger, EMQcd et simulées QCD. Elles est représentée en fonction de la mutliplicité de jet N^{jet}, E_t^{jet}, η^{jet} et Φ^{jet}.*

La taggabilité est paramétrisée en fonction de E_t^{jet} et η^{jet} et se définit par :

$$\epsilon^{tag}(E_t^{jet},\eta^{jet}) = \frac{\sum jets\ étiquetables\ (E_t^{jet},\eta^{jet})}{\sum jets\ sélectionnés\ (E_t^{jet},\eta^{jet})} \tag{4.1}$$

Comme on peut le constater sur la figure 4.2 la taggabilité est sensiblement plus faible, $\approx 10\%$, dans les données réelles par rapport aux données simulées, atteignant respectivement dans chacune d'elles un plateau à 80% et 90% pour des jets d'énergie transverse $E_t > 60$ GeV. La taggabilité diffère également en fonction de la pseudo-rapidité, dans les données réelles elle diminue dans les régions avant et arrière ($|\eta| > 1.2$) alors qu'elle est plus uniforme dans la simulation.

La taggabilité qui permet de sélectionner de «*vrais*» jets, a pour vocation d'être universellement appliquable, cependant elle varie en fonction du nombre de jets, ce qui peut également indiquer une sensibilité à la topologie des événements.
Il est donc souhaitable de réévaluer la taggabilité pour chaque type d'analyse utilisant un algorithme d'étiquetage. Sont ainsi préconisées des études en fonction du déclenchement, de la topologie, de la qualité du détecteur au cours du temps, ...
Une étude sera présentée dans le chapitre suivant qui détaille l'analyse que nous avons menée afin de mesurer la section efficace de production de paires $t\bar{t}$.

4.4.2 Paramètre d'impact : définition et calibration

Le paramètre d'impact IP , représente, dans l'espace à trois dimension, la distance de plus proche approche de la trajectoire d'une particule au point d'interaction primaire PV.
L'efficacité actuelle du système de reconstruction de traces ne permet cependant pas d'utiliser l'information tri-dimensionelle car la résolution du paramètre d'impact le long de l'axe du faisceau (z) n'est pas assez bonne. Le paramètre d'impact IP est de fait uniquement défini dans le plan ($r - \phi$) transverse à l'axe z du faisceau .

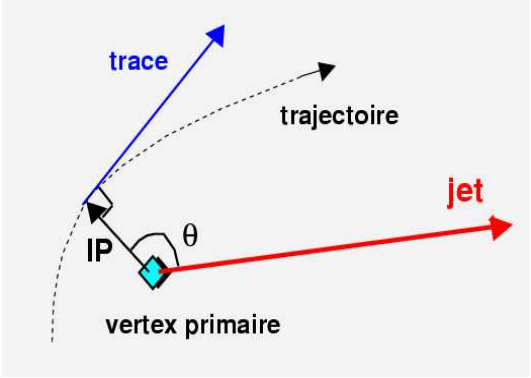


FIG. 4.3 – *Le paramètre d'impact IP est signé dans le plan transverse au faisceau par* $\cos(\overrightarrow{IP},\overrightarrow{jet})$

Rappelons que la trajectoire d'une particule dans un champ magnétique est une hélice représentée par cinq paramètres : IP_0, IP_z, ϕ_0 , $\tan\lambda$ et q/p_t. IP_0 représente la projection du paramètre d'impact de la trace dans le plan transverse et IP_z le long de l'axe z, par rapport à l'origine O de coordonnées [0,0,0]. ϕ_0 représente l'angle azimutal au périgée, $\tan lambda$ le pas de l'hélice, q et p_t respectivement, la charge et l'impulsion transverse de la trace.

Le paramètre d'impact est ainsi à la fois fonction des paramètres de la trajectoire et de la position du vertex primaire $\overrightarrow{PV}$; sa projection dans le plan transverse est définie par :

$$IP = IP_0 - (\vec{e} \cdot \overrightarrow{PV}) \tag{4.2}$$

où $\vec{e} = \{sin\phi, -cos\phi, 0\}$ est le vecteur unitaire perpendiculaire à la direction de la trace dans le plan transverse.
IP est ainsi une quantité géométriquement signée. Cependant, dans le cas de l'étiquetage de jet, nous allons signer IP par rapport à la direction de vol du hadron beau. Ce dernier produit, en se désintégrant, un vertex déplacé par rapport au vertex primaire (i.e vertex *secondaire*) qu'il est possible de reconstruire ; dans ce cas-ci, la direction du vertex primaire au vertex secondaire serait une très bonne approximation de la direction de vol.
La segmentation du calorimètre de DØ permet cependant d'estimer convenablement la direction de chaque jet et des études de performance ne nous ont pas permis de privilégier la direction du vertex secondaire.

Le paramètre d'impact IP est alors signé par $\cos(\overrightarrow{IP}, \overrightarrow{jet})$, ceci est illustré par la figure 4.3 ; il est positif ou négatif selon que le point de plus proche approche se situe respectivement en avant ($\theta \leq 90^o$) ou en arrière ($\theta \geq 90^o$) du vertex primaire. La distribution du paramètre d'impact de traces issues de particules se désintégrant à grandes distances de vol est donc principalement positive, alors qu'elle est symétrique pour des traces issues du vertex primaire (du fait de la résolution sur la reconstruction).
Ceci est illustré dans des événements Monte-Carlo $Z \rightarrow u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ sur la partie gauche de la figure 4.4 où l'on constate cependant que la symétrie attendue n'est plus valable pour des valeurs de $|IP| > 5$. Ceci s'explique par la présence de particules à grand temps de vie : K_s^o, Λ, et également photons de conversion (communément regroupées sous le terme V^0). Les distributions correspondant aux traces issues de la fragmentation de quarks lourds (figure 4.4 à droite) présentent par contre une nette assymétrie entre les valeurs positive et négative de IP .
C'est cette différence essentielle que nous allons exploiter afin d'ídentifier les jets issus de la fragmentation de quarks beaux (*jet-b*).

On définit ainsi la *significance*, $\mathcal{S}_{IP}$, du paramètre d'impact signé divisé par son

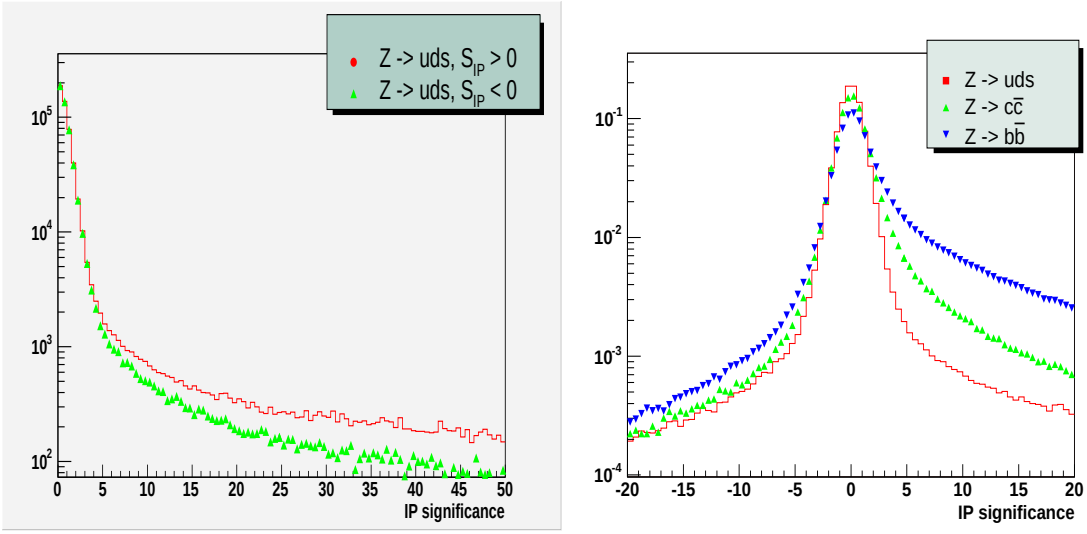


FIG. 4.4 – *La distribution de IP est relativement symétrique dans des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ où $q = u$,d, ou s (à gauche) alors que les traces issues de la fragmentation de quarks lourds ont des valeurs de IP principalement positives (à droite).*

erreur :

$$\mathcal{S}_{IP} = \frac{IP}{\sigma_{IP}} \tag{4.3}$$

Les traces issues du vertex primaire PV présentent une distribution de la significance $\mathcal{S}_{IP}$ symétrique dont la partie centrale est décrite par une gaussienne centrée à l'origine. Les particules à grand temps de vie ont, comme pour IP , une distribution positive de $\mathcal{S}_{IP}$ plus prononcée.
Il est très important de caractériser précisement cette distribution car elle sera utilisée dans la définition de la probabilité d'étiquetage des traces. Afin d'améliorer la description de $\mathcal{S}_{IP}$, nous avons séparé les traces en différentes catégories selon des critères qualitatifs : la nombre d'impacts observés dans les détecteurs SMT et CFT. Elles correspondent aux cinq cas suivant :

1. ≤ 6 impacts CFT et ≥ 1 impact SMT incluant au-moins un impact dans la première couche (*layer 1*), pour des traces centrales $|\eta| \geq 1.6$.
2. ≥ 7 impacts CFT et 1, 2, 3 ou 4 impacts SMT dans les *superlayer* (cf. descriptif du détecteur SMT dans le paragraphe 1.3.1)

La première catégorie correspond aux traces situées principalement à l'avant du détecteur, en dehors de l'acceptance du CFT. Les catégories suivantes correspondent à la région centrale avec différents nombres de coups dans le SMT. La figure 4.5 représente un exemple de cette distribution pour les traces de différentes catégories.

Nous avons constaté que la résolution du paramètre d'impact est également sensible à la résolution en position du vertex primaire, nous avons ainsi de plus séparé les traces en fonction du nombres de traces attachées à ce dernier.
Par construction, la largeur de la partie gaussienne de cette distribution doit avoir une valeur proche de 1 si σ_{IP} décrit correctement la résolution du paramétre d'impact. On constate cependant sur la figure 4.6, que cela n'est le cas ni dans les données réelles ni dans les données Monte-Carlo, les écarts pouvant atteindre des valeurs proches de 20%.

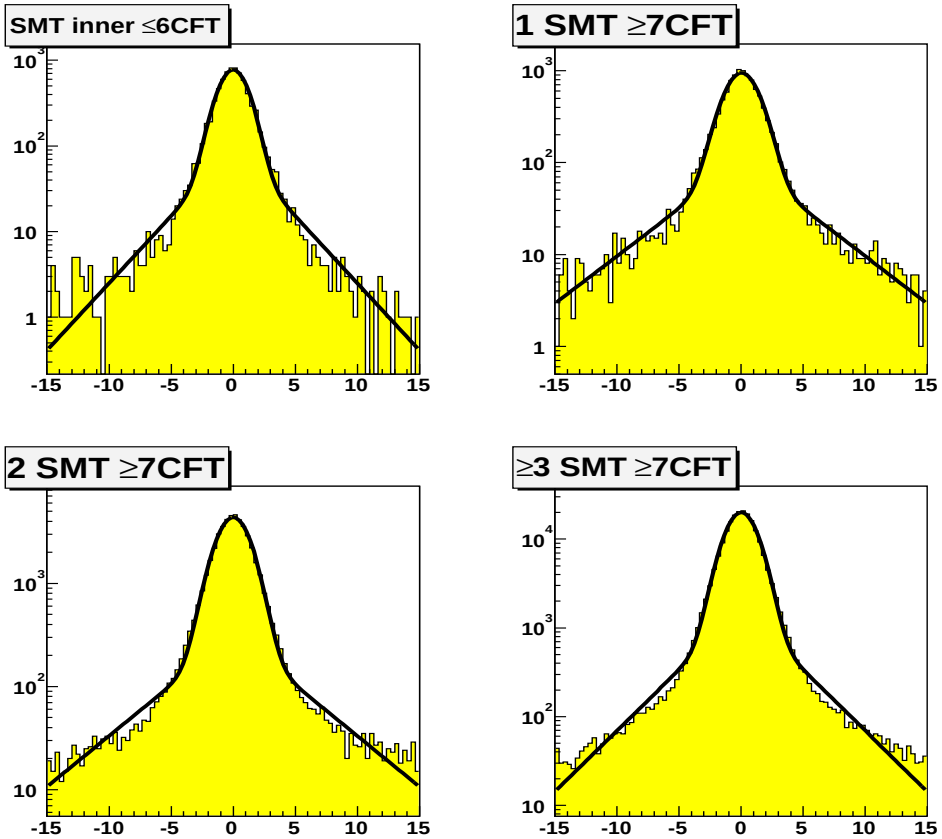


FIG. 4.5 – *Un premier ajustement de $\mathcal{S}_{IP}$ est effectué pour chacune des catégories de traces. La partie centrale est ajustée par une gaussienne (décrivant la résolution du paramètre d'impact) et les queues par une exponentielle.*

Nous allons à présent montrer que ces déviations peuvent être comprises et paramétrisées si l'on tient compte des effets d'interactions multiples des particules avec les matériaux présents dans le détecteur. Nous allons ainsi pouvoir corriger la résolution σ_{IP} de chaque trace dans les données réelles et simulées.

Supposons que ces matériaux soient uniformément et symétriquement [4] distribués autour de l'axe du faisceau. Les trajectoires des particules sont principalement perpendiculaires aux faces des tonnelets du SMT, nous sommes ainsi dans l'approximation dites des petits angles. L'interaction multiple est alors décrite par la théorie de Molière dans l'approximation Gaussienne [113].

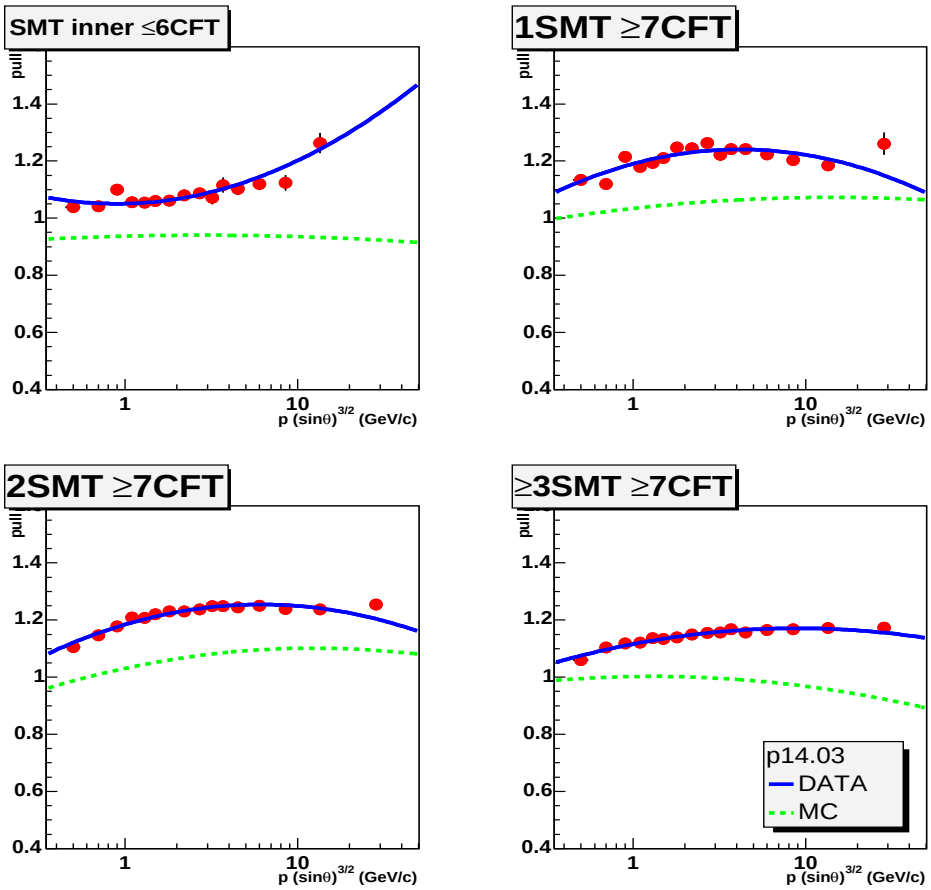


FIG. 4.6 – *La largeur σ de la gaussienne pour la significance $\mathcal{S}_{IP}$ dans les données réelles (cercles) et dans les données simulées (QCD, pointillés) en fonction la variable p_{scat}. Les courbes courbes correspondent à des paramétrisations empiriques.*

Son effet est ainsi inversement proportionnel à l'impulsion, $p \sin\theta$ dans le plan transverse, et proportionnel à la racine carré de la distance parcourue par la particule dans les matériaux ; dans le plan transverse cette distance est approximativement

4. par symétrie cylindrique

proportionnelle à $1/\sin\theta$.
Suivant la démarche des expériences au LEP [114], nous avons ainsi introduit une variable p_{scat} définie par :

$$p_{scat} = p \cdot (\sin\theta)^{3/2} \tag{4.4}$$

où p représente le moment transverse de la particule et θ l'angle polaire par rapport à l'axe z [5].
Pour chaque trace, σ_{IP} est alors corrigée par un facteur α paramétrisé en fonction de la catégorie i de la trace, du nombre de traces associées au vertex primaire et de p_{scat}:

$$\begin{aligned} \sigma_{IP} &= \alpha\,(i, N_{PV}, p_{scat}) \cdot \sigma_{IP} \\ \mathcal{S}_{IP} &= \alpha^{-1} \cdot \mathcal{S}_{IP} \end{aligned}$$

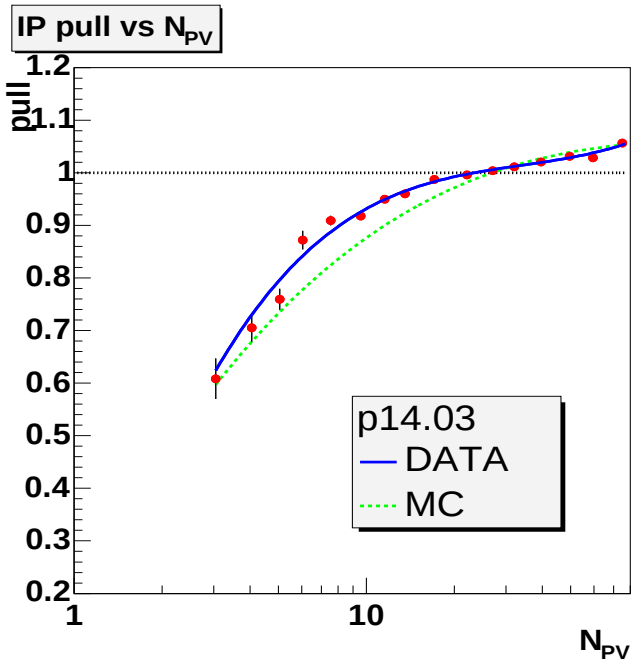


FIG. 4.7 – *La largeur de la gaussienne pour la significance $\mathcal{S}_{IP}$, varie également en fonction de la multiplicité de traces au vertex primaire dans les données réelles (cercles) et simulées (QCD, pointillés). Les courbes correspondent à des paramétrisations empiriques.*

5. Dans le plan transverse, p_{scat} est alors donné par : $p_{scat} = p_t \cdot (\sin\theta)^{1/2}$

Les paramétrisations empiriques des figures 4.6 représentent la dépendance en p_{scat} pour chacune des catégories. La figure 4.7 quant à elle représente la correction appliquée en fonction de la multiplicité de traces au vertex primaire. Comme nous l'avons déjà mentionné, ces corrections atteignent des valeurs relatives $\approx 20\%$ dans les données réelles ; elles sont plus faibles dans les données simulées.

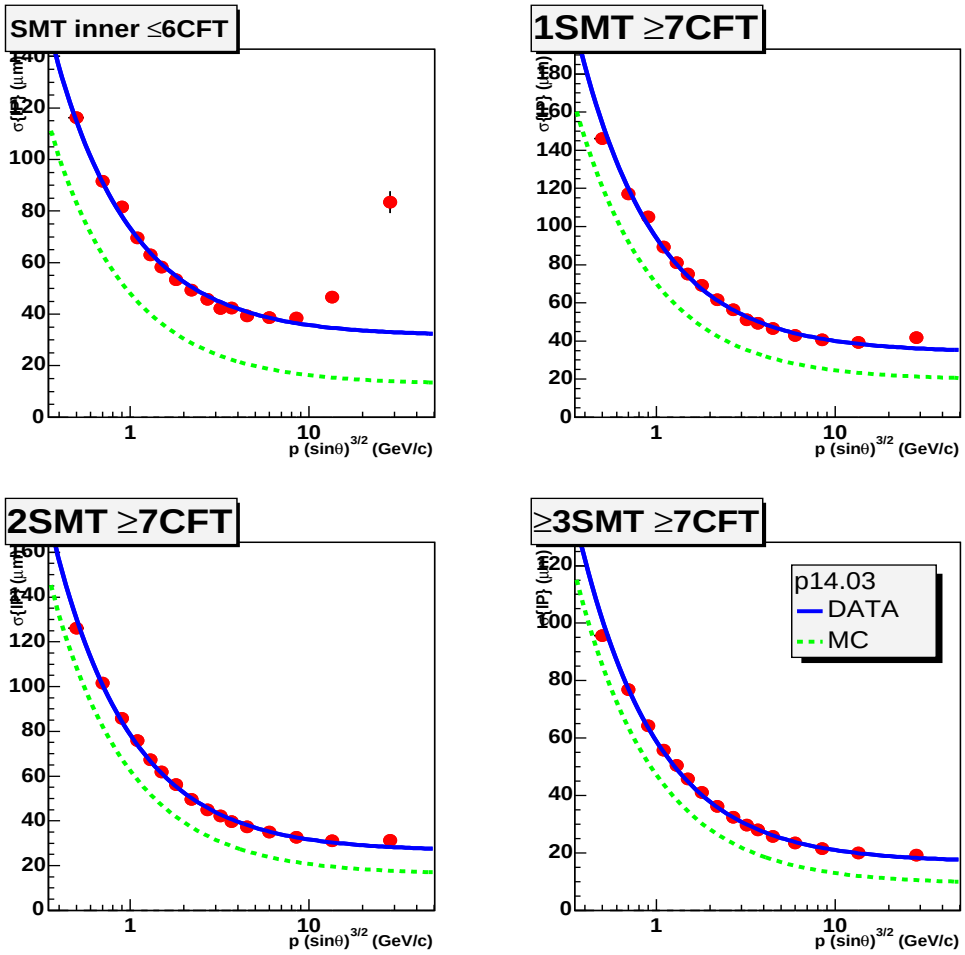


FIG. 4.8 – *La résolution du paramètre d'impact, σ_{IP} , est corrigée indépendamment dans les données réelles et simulées. Elle est ici représentée en fonction de p_{scat} pour les 5 catégories de traces précédemment définies. La courbe continue représente l'ajustement des données réelles (points) par la fonction (4.5). La courbe en pointillés correspond à la résolution du paramètre d'impact dans les données simulées.*

La résolution du paramètre d'impact $\mathcal{S}_{IP}$ corrigée est alors paramétrisée de la façon suivante :

$$\sigma_{IP} = \frac{a}{p\,(\sin\theta)^{3/2}} + b, \tag{4.5}$$

a décrivant les effets de l'interaction multiple dans les matériaux et le paramètre b la résolution asymptotique du paramètre d'impact en l'absence d'interactions multiples. Cette dernière est sensible à la résolution intrinsèque du détecteur SMT, à la résolution sur la position du vertex primaire, à l'alignement, ...

On constate sur la figure 4.8 que la résolution asymptotique s'améliore sensiblement pour des traces ayant plusieurs impacts dans le SMT et atteint une valeur $\leq$ 20 μm dans les données réelles et $\leq$ 10 μm dans les données simulées. Notre hypothèse d'interaction multiple est confirmée par le bon ajustement des données réelles (point rouge) par la fonction (4.5). Seul un désaccord pour les traces de la première catégorie ayant un grand moment transverse p_t (ou de manière équivalente ayant $p_{scat}>$ 10 GeV/c) est observable. Cependant ce type de traces est très rare. On constate de plus que les données simulées ont systématiquement une résolution σ_{IP} meilleure que dans les données réelles traduisant à nouveau la mauvaise description des efficacités de reconstruction réelles des traces dans la simulation.

4.4.3 La réjection des V0

Comme nous l'avons indiqué en introduction de ce chapitre, une des principales caractéristiques des quarks beaux est leur longue durée de vie. Au Tevatron, un hadron beau produit lors de sa désintégration des traces de grand paramètre d'impact.

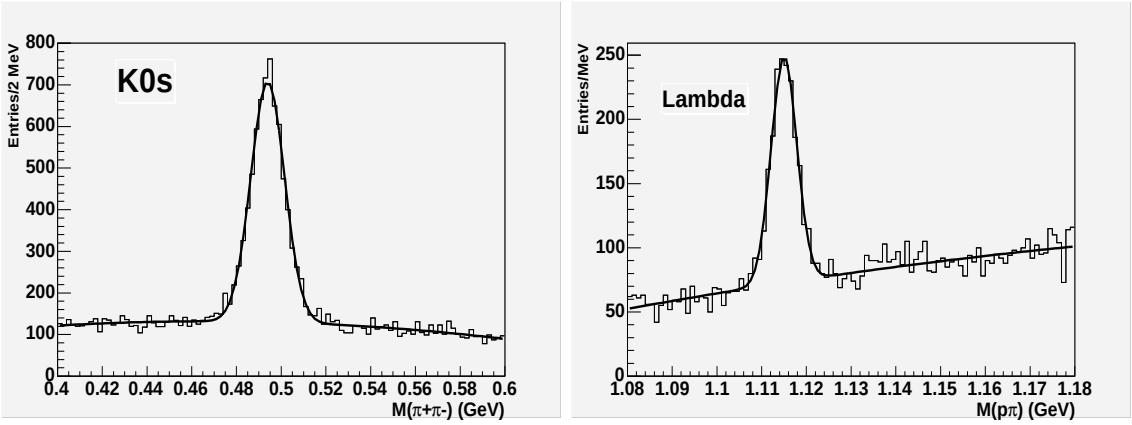


FIG. 4.9 – *La masse invariante de paire de traces est reconstruite pour différentes hypothèses de masse. À gauche pour une hypothèse K_s^o et à droite pour une hypothèse Λ dans un lot d'événements jet-trigger. Les ajustements correspondent à une gaussienne pour le signal, superposée à un polynôme décrivant le bruit de fond.*

Cependant d'autres particules, K_s^o, Λ, photons de conversion, que nous avons dénommés V^0 dans le paragraphe 4.4.2, possèdent également un vertex décalé de telle sorte qu'il est difficile de séparer les contributions des quarks lourds de ces derniers en utilisant uniquement l'information du paramètre d'impact.

Afin d'identifier ces V^0, un algorithme spécifique d'ajustement de vertex a été élaboré par une équipe ayant développé une autre méthode d'étiquetage des jets : $CSIP$ [116] dont nous reparlerons à la fin de ce chapitre. Toutes les paires de traces d'impulsion transverse $p_t > 183$ MeV/c sont utilisées pour chaque événement, afin de pouvoir identifier les V^0 dont un bras correspond à une trace sélectionnée (appartenant à l'une des catégories, cf. table 4.1) par l'algorithme d'étiquetage, l'autre bras correspondant à une trace d'impulsion trop faible ou étant éventuellement située en dehors du jet.
Ainsi, les traces dont la résolution σ_{IP} aura été corrigée, sont ensuite ajustées pour former un vertex secondaire à deux traces et les hypothèses de masses suivantes sont alors testées :

K_s^o: la masse de chaque trace est fixée à celle du π chargé.
L'hypothèse est validée si : $0.473 < M(\pi^+\pi^-) < 0.517$ GeV/c^2.

Λ : la masse de la trace de plus grand impulsion transverse est fixée à celle du proton et l'autre à celle du pion.
L'hypothèse est validée si : $1.109 < M(p\pi) < 1.122$ GeV/c^2.

γ : des photons peuvent se convertir en une paire électron-positron dans les matériaux du détecteur, en particulier dans l'une des couches du détecteur SMT
L'hypothèse est validée si : $0 < M_{e^+e^-} < 0.025$ GeV/c^2.

La figure 4.9 illustre les masses invariantes reconstruites pour les deux premières hypothèses dans le lot d'événements *jet-trigger*. La figure 4.10 représente les fractions de jet ayant au-moins un candidat V^0, normalisées respectivement au nombre de jets étiquetables (à gauche) ou étiquetés (à droite) [6].
On constate que pour des jets centraux ($|\eta| < 1.2$) et de grande énergie transverse, le taux de V^0 est de l'ordre 7% dans le premier cas alors qu'il atteint des valeurs proches de 25% dans le deuxième cas. L'algorithme de réjection de V^0 n'a évidemment pas été appliqué ici.

Si le candidat V^0 reconstruit satisfait l'une des hypothèse de masse, les traces qui lui sont associées sont exclues de l'algorithme d'étiquetage, permettant ainsi d'augmenter la pureté des lots d'événements en réduisant la contamination des quarks légers. Cette procédure de réjection de V^0 est appliquée à l'ensemble des données (réelles et simulées) traitées dans la suite du document.

6. ici avec une coupure sur la probabilité $\mathcal{P}_{jet} < 0.01$ (cf. paragraphe 4.4.4)

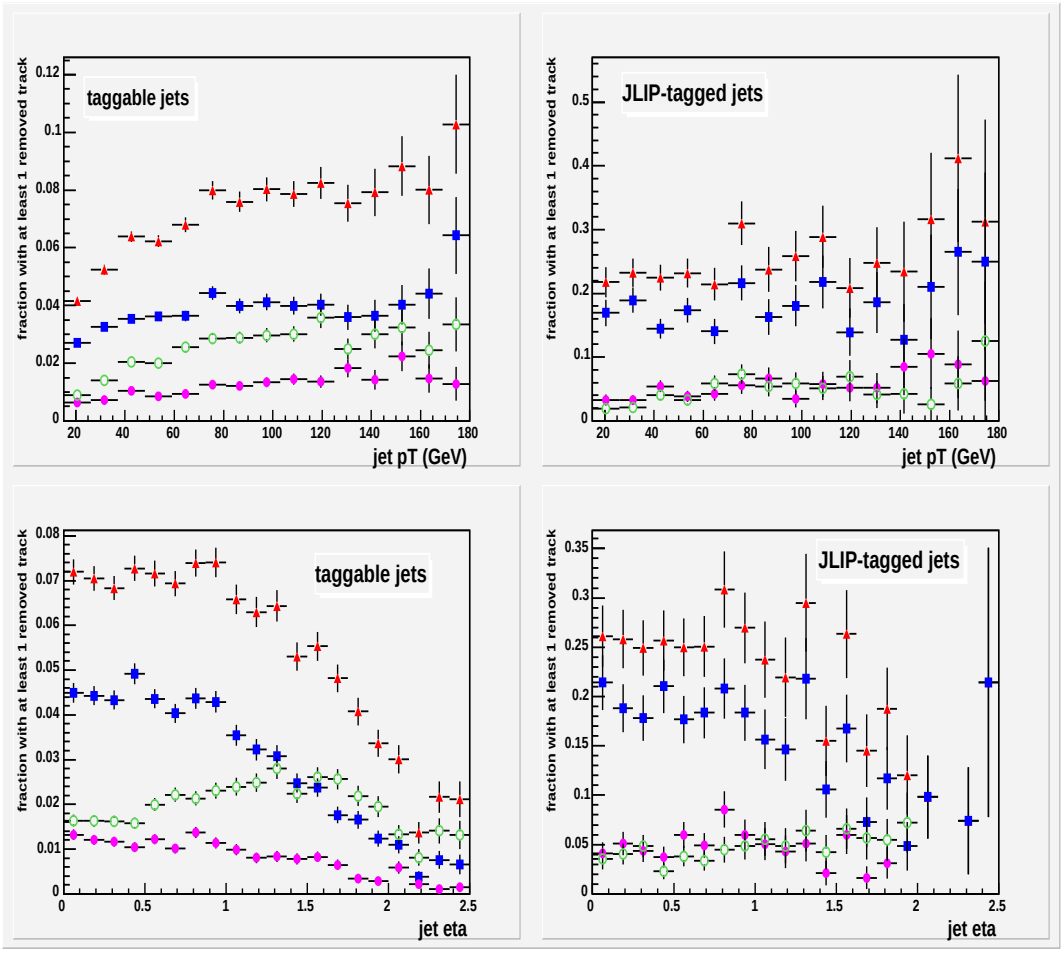


FIG. 4.10 – *Les fractions des candidats V^0 reconstruits dans des jets étiquetables (à gauche) et dans des jets étiquetés (à droite) en fonction de l'énergie transverse (en haut) et de la pseudo-rapidité des jets (en bas). Les points correspondent respectivement aux contributions des K_s^o(carrés bleus), Λ (points violets), conversion de γ (cercles verts) et à la totalité des V^0 (triangles rouges).*

4.4.4 De la probabilité d'une trace à la probabilité d'un jet

La partie négative de la distribution de la significance $\mathcal{S}_{IP}$ est principalement constituée de traces provenant du vertex primaire PV, d'interaction secondaires dans le détecteur, de traces mal reconstruites, etc... Les traces provenant de particules à grandes distances de vols contribuent également à cette ditribution mais dans une moindre mesure (de l'ordre de quelques pourcents).

Il est ainsi commode d'utiliser cette distribution afin de définir la probabilité $\mathcal{P}(\mathcal{S}_{IP}^0)$ pour une trace donnée de provenir du vertex primaire, c'est à dire, la probabilité pour cette trace d'avoir sa valeur $\mathcal{S}_{IP} > \mathcal{S}_{IP}^0$.

Coups SMT	CFT	$\|\eta\|$	χ^2	p_t (GeV/c)
≥ 1 coup dans le layer 1	≤ 6	1.6-2.0 ou > 2.0	> 0	> 1
1 superlayer	≥ 7	< 1.2	0-2 ou > 2	> 1
”	”	> 1.2	> 0	> 1
2, 3 ou 4 superlayers	≥ 7	< 1.2	0-2	1-2, 2-4 ou > 4
”	”	”	2-4 ou > 4	> 1
”	”	1.2-1.6	0-2 ou > 2	> 1
”	”	> 1.6	> 0	> 1

TAB. 4.1 – *Les catégories de traces utilisées lors de la procédure d'ajustement du paramètre d'impact IP ont été étendues pour la paramétrisation de la fonction de résolution $\mathcal{R}(\mathcal{S}_{IP})$.*

Si l'on suppose que $\mathcal{P}(\mathcal{S}^0_{IP})$ est la même pour des traces issues du vertex primaire ayant une significance soit négative soit positive (c.à.d. une distribution de $\mathcal{S}_{IP}$ symétrique par rapport à 0), la fonction représentant cette probabilité est alors obtenue en intégrant la densité de probabilité $\mathcal{R}(\mathcal{S}_{IP})$ de la distribution négative :

$$\mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}^0_{IP}) = \int_{\mathcal{S}^0_{IP}}^{\infty} \mathcal{R}(s)ds$$

Cependant aux très grandes valeurs de $\mathcal{S}_{IP}$, le nombre de traces est faible, de plus, l'inefficacité de reconstruction des traces et le nombre d'interactions secondaires dans le détecteur augmentent également ; nous avons par conséquent décidé de prendre en compte dans la définition de $\mathcal{P}_{trace}$ uniquement les traces avec une significance $|\mathcal{S}_{IP}| < 50$. La probabilité normalisée est alors définie par :

$$\boxed{\mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}_{IP}) = \frac{\int_{-50}^{-|\mathcal{S}_{IP}|} \mathcal{R}(s)ds}{\int_{-50}^{0} \mathcal{R}(s)ds}. \qquad (4.6)}$$

Par construction, les traces issues du vertex primaire ont une distribution $\mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}_{IP})$ uniforme entre 0 et 1 alors que les traces issues de la désintégration de particules à grand temps de vie, ayant donc un grand paramètre d'impact IP , ont une plus faible valeur de $\mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}_{IP})$ (figure 4.12).

Il apparaît évident que la fonction de résolution $\mathcal{R}(\mathcal{S}_{IP})$ consitue la clef de voûte de l'algorithme ; sa paramétrisation doit donc être soigneusement étalonnée.
Les catégories définies lors de la procédure d'ajustement de la résolution σ_{IP} des traces ont été de fait étendues, en veillant évidemment à ce que la statistique ne fasse défaut, à l'ensemble des 29 catégories décrites dans le tableau 4.1. Elles incluent le nombre de coups dans les détecteurs de traces SMTet CFT, l'angle de la trace (via η), la qualité de reconstruction de la trace (via χ^2) et son moment transverse p_t.

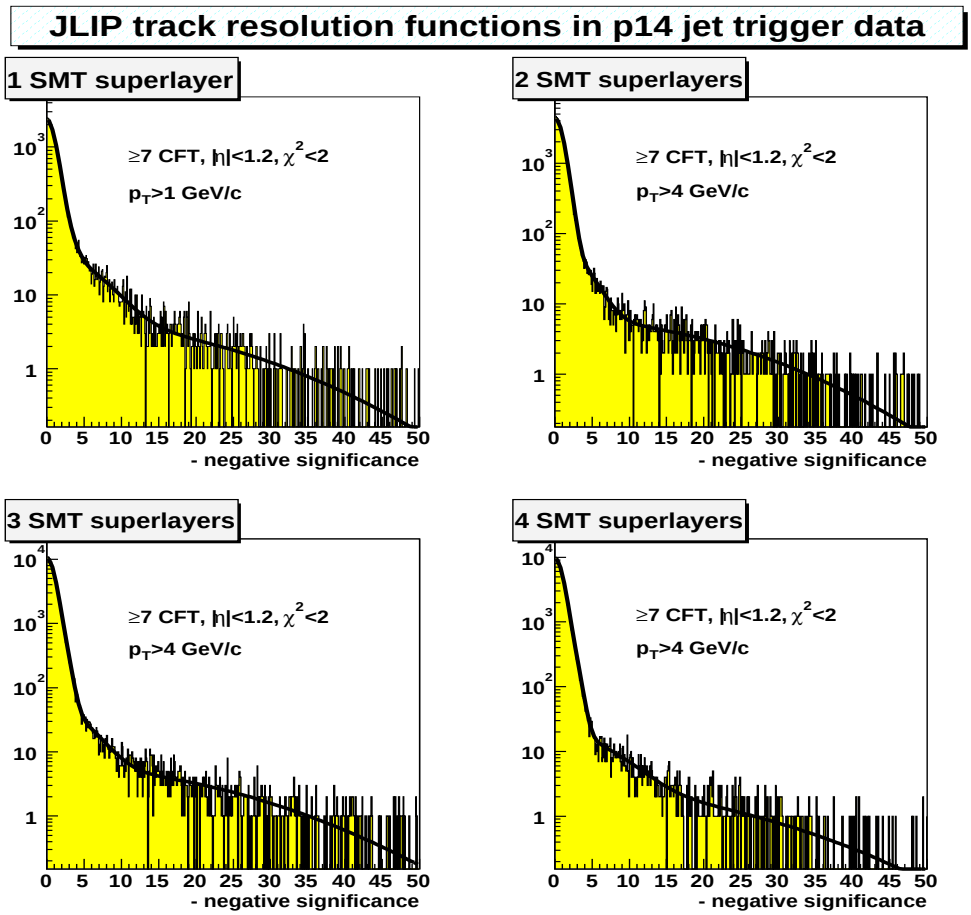


FIG. 4.11 – *Les fonctions de résolution $\mathcal{R}^i(\mathcal{S}_{IP})$ sont paramétrisées par la somme de quatre gaussiennes ajustée à la distribution négative de $\mathcal{S}_{IP}$ pour 29 catégories de traces (fonctions du nombre d'impacts dans les détecteurs de traces, de la qualité de reconstruction, de l'angle et du moment transverse p_t des traces). Seules 4 des 29 catégories sont représentées ici.*

Elles ont de plus été ajustées en fonction de la période de prise de données afin de rendre compte de possibles effets d'alignement ou de dysfonctionnement de chacun des sous-détecteurs de DØ.
Une fonction de résolution $\mathcal{R}^i(\mathcal{S}_{IP})$ est définie pour chaque catégorie i permettant ainsi de prendre en considération par exemple des effets d'inefficacité de reconstruction qui se traduisent par des queues non-gaussiennes dans la distribution de $\mathcal{S}_{IP}$. Différentes paramétrisations furent testées ; c'est finalement la somme de quatre gaussiennes centrées en 0 qui permit d'ajuster au mieux à la fois la partie centrale et les queues de distributions de $\mathcal{S}_{IP}$. La figure 4.11 illustre cet ajustement pour quatre catégories de traces parmi les 29 considérées dans des données *jet-trigger*.

Ainsi, les données *jet-trigger* et *QCD* Monte-Carlo ont été utilisées afin de paramétriser la partie négative de $\mathcal{S}_{IP}$ pour chacune des catégories introduites précédemment, respectivement, dans les données réelles et simulées. Les distributions de probabilité des traces ainsi calculées sont représentées dans la figure 4.12. Comme nous l'avons indiqué, les distributions pour les paramètres d'impact négatifs $\mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}_{IP<0})$ sont plates par constructions dans les données réelles et pour les traces issues de jets de quarks légers dans la simulation ; ceci traduit la qualité de l'ajustement de la distribution de $\mathcal{S}_{IP}$ qui définit $\mathcal{R}^i(\mathcal{S}_{IP})$.

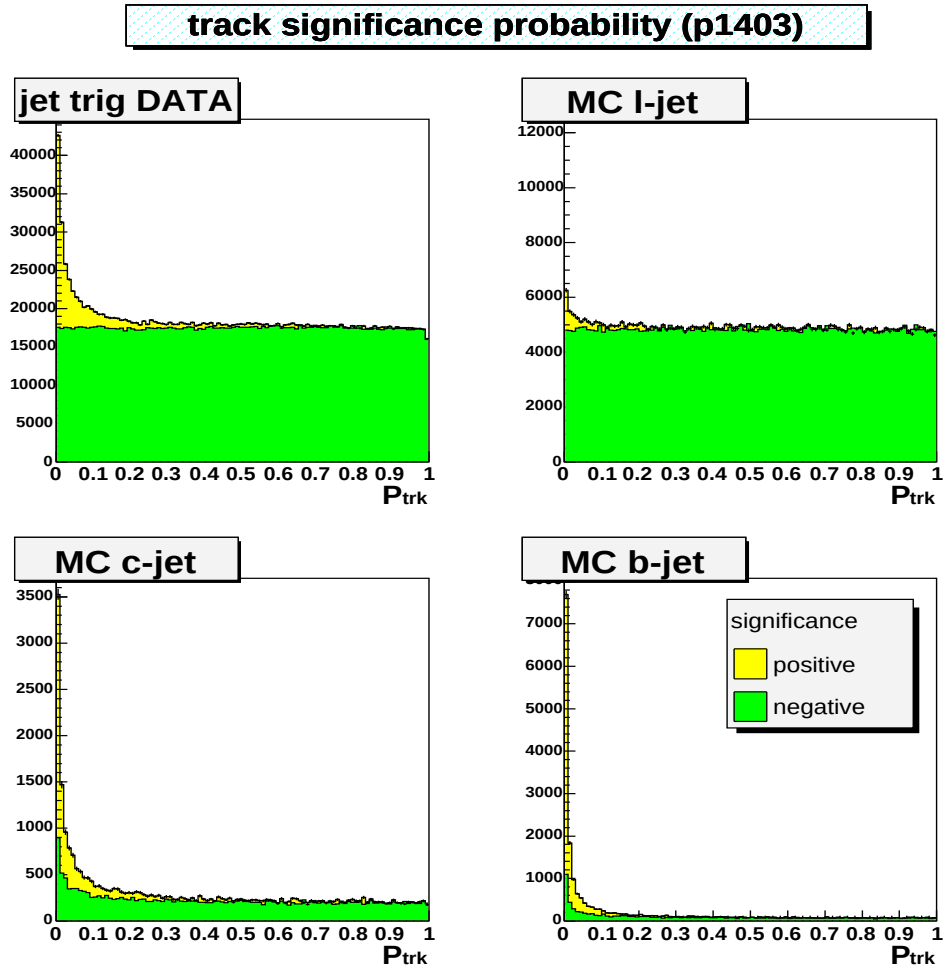


FIG. 4.12 – *Les distributions de probabilité de traces $\mathcal{P}_{trace}$ dans les données réelles jet-trigger (en haut à gauche) et simulées. Par construction, les distributions $\mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}_{IP<0})$ (verte) des données jet-trigger et des quarks légers sont uniformément plates. Les traces issues de jets de quarks lourds sont caractérisées par un excès à $\mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}_{IP>0}) \approx 0$ (jaune).*

Pour les traces issues de la fragmentation de quarks lourds c et b, on observe un net excès aux petites valeurs de $\mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}_{IP>0})$. Le faible excès observé pour $\mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}_{IP<0})$ est principalement dû à une mauvaise attribution du signe du paramètre d'impact pour des traces très proches de l'axe du jet.
On remarque que cette même distribution $\mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}_{IP>0})$ présente également un pic dans les données *jet-trigger*, de moindre amplitude, aux faibles valeurs de $\mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}_{IP>0})$ provenant de V^0 non reconstruits, mais surtout de quarks de saveurs lourdes présents dans les données.

Une propriété attrayante de $\mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}_{IP})$ est que cette variable est directement définie sur les données réelles. Ceci permet d'étalonner la résolution du détecteur indépendamment de la simulation et évite ainsi l'introduction de systématiques dues à d'éventuelles différences entre données réelles et Monte-Carlo.
En supposant alors que les traces sont décorrélées pour chaque événement, nous pouvons définir la probabilité pour N traces de provenir du point d'interaction primaire [114, 115]. Considérant uniquement les traces associées à un jet calorimétrique satisfaisant : $\Delta R(trace - jet) < 0.5$, nous définissons la probabilité d'un jet par [7]:

$$\mathcal{P}^{\pm}_{jet} = \Pi^{\pm} \times \sum_{j=0}^{N^{\pm}_{traces}-1} \frac{(-\log \Pi^{\pm})^j}{j!} \qquad \texttt{où :} \qquad \Pi^{\pm} = \prod_{i=1}^{N^{\pm}_{traces}} \mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}^{IP>0}_{IP<0}) \tag{4.7}$$

$\mathcal{P}_{trace}$ étant définie par l'équation (4.6). Le signe $\pm$ est attribué en exposant à $\mathcal{P}_{jet}$ selon que les traces dont le paramètre d'impact IP est soit positif (N^{+}_{traces}) soit négatif (N^{-}_{traces}), sont utilisées dans le calcul de $\mathcal{P}_{jet}$.

La distribution de $\mathcal{P}_{jet}$ possède sensiblement les mêmes caractéristiques que celle de $\mathcal{P}_{trace}$: elle est plate entre 0 et 1 pour tout ensemble de traces décorrélées provenant du vertex primaire. Ceci est illustré sur la figure 4.13 pour les distributions de probabilités négatives $\mathcal{P}^{-}_{jet}$, quasiment plates pour les données réelles et les jets issus de quarks légers. Les distributions $\mathcal{P}^{+}_{jet}$ laissent clairement apparaître un excès aux faibles valeurs pour les jets de quarks lourds c et b.

7. Notons que cette probabilité peut être définie pour n'importe quel ensemble de N traces, dans un jet, dans un hémisphère du détecteur, pour l'événement en entier, ...

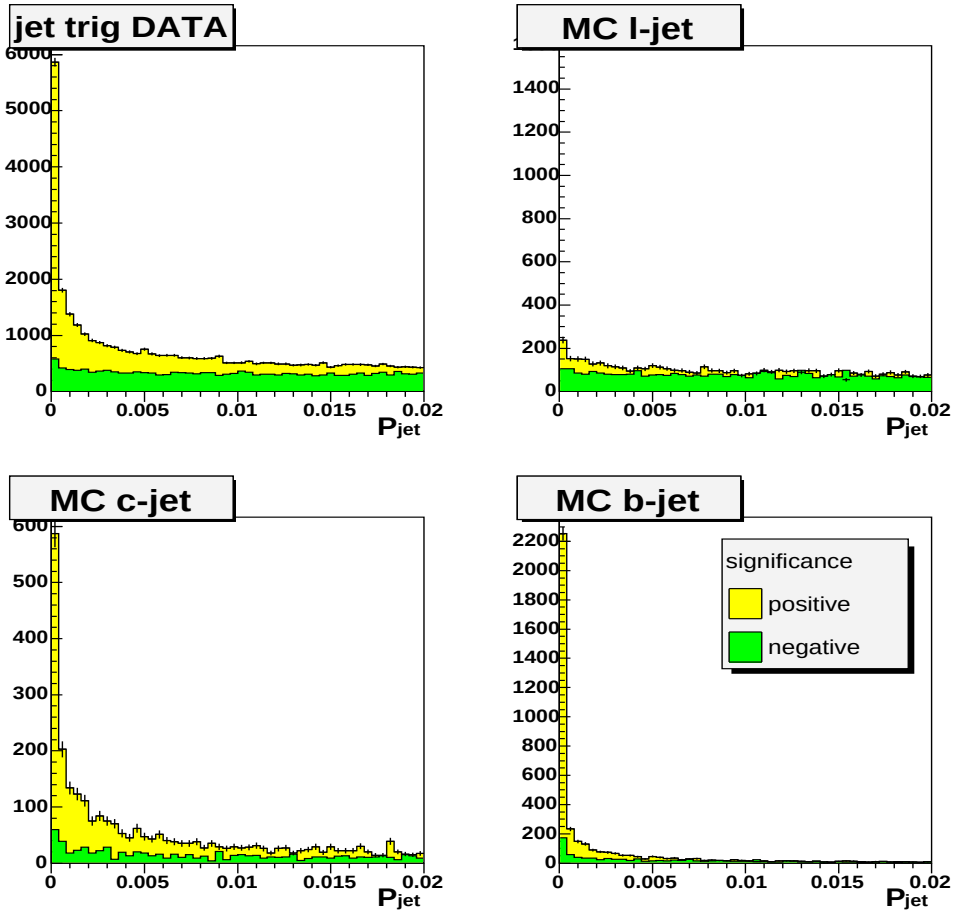


FIG. 4.13 – *Les distributions de probabilité de $\mathcal{P}_{jet}$ dans les données réelles jet-trigger (en haut à gauche) et simulées. Les distributions $\mathcal{P}^{-}_{jet}$ (en vert) des données jet-trigger et des quarks légers sont quasiment plates. Les traces issues de jet de quarks lourds sont caractérisées par un excès à $\mathcal{P}^{+}_{jet} \approx 0$ (en jaune).*

4.5 Évaluation de l'efficacité d'étiquetage des jets de quarks b

Nous venons de voir comment construire la probabilité, $\mathcal{P}_{jet}$, pour un jet de provenir du point d'interaction primaire. Nous avons constaté que les jets de saveur lourde présentent un net excès aux faibles probabilités positives alors que les jets issus de la fragmentation de quarks légers ont une distribution de probabilité plate. Il est ainsi naturel d'imposer une coupure sur cette probabilité pour sélectionner des jets issus de la fragmentation de quarks b, telle que :

$$\mathcal{P}_{jet} < C. \tag{4.8}$$

Un jet sera considéré positivement (négativement) *étiqueté* si la probabilité $\mathcal{P}^{+}_{jet}$ ($\mathcal{P}^{-}_{jet}$) satisfait à cette coupure (rappelons qu'un jet doit être étiquetable pour pouvoir être étiqueté.)

Remarque :

La distribution de $\mathcal{P}_{jet}$ pour les jets de quarks légers qui constituent *le bruit de fond* de l'algorithme d'étiquetage, présente un avantage notable :
son uniformité assure que la coupure C sur $\mathcal{P}_{jet}$ sélectionne également une fraction C de jets légers. Ceci est en fait exact si l'on appliquait la coupure C sur la distribution de $\mathcal{P}_{trace}$, mais constitue comme nous allons le voir dans le cas de $\mathcal{P}_{jet}$, une bonne approximation du bruit de fond retenu.

Nous allons à présent détailler les performances de l'algorithme, tout d'abord dans les données simulées puis dans les données réelles. Nous détaillerons les différentes méthodes utilisées afin d'évaluer l'efficacité d'étiquetage des quarks b dans les données réelles. Les efficacités qui vont être présentées correspondent à des efficacités d'étiquetage *par jet*. L'évaluation de l'efficacité *par événement* n'est pas envisagée ici car sa définition peut dépendre de la topologie du processus analysé. Nous en verrons une évaluation lors de la mesure de la production de paires $t\bar{t}$ dans le chapitre suivant.

Notons dès à présent qu'une mesure de l'efficacité d'étiquetage des quarks c n'a pas encore été entreprise ; en effet comme nous le verrons dans les paragraphes suivants, les caractéristiques des jets (cinématique des traces, moment transverse du muon dans un jet, ...) issus de quarks légers et des quarks c sont très similaires et aucune étude n'a encore mené à une discrimination satisfaisante de ces derniers.
Suivant la recommandation du groupe d'identification des jets de saveurs lourdes de DØ, $B-Id$, trois points de fonctionnement dénommés «*tight, medium et loose*» sont définis. Ils correspondent, respectivement, à une identification des quarks légers de : 0.3%, 0.5% et 1%, la coupure C prenant ainsi, respectivement, les valeurs de : 0.004, 0.007 et 0.014.

4.5.1 Efficacité d'étiquetage dans les données simulées

L'évaluation de l'efficacité d'étiquetage dans les données simulées est très simple ; il s'agit uniquement de dénombrer le nombre de jets satisfaisant à la relation (4.8). Tout comme nous l'avions fait dans le cas de la taggabilité, l'efficacité d'étiquetage d'un jet de saveur α est paramétrisée en fonction de E_t^{jet} et η^{jet} et est ainsi définie par le rapport du nombre de jets étiquetés sur le nombre de jets étiquetables :

$$\varepsilon^{\alpha}(E_t^{jet},\eta^{jet}) = \frac{\sum jets^{(\alpha)}\ \ étiquetés\ (E_t^{jet},\eta^{jet})}{\sum jets^{(\alpha)}\ \ étiquetables\ (E_t^{jet},\eta^{jet})}.$$

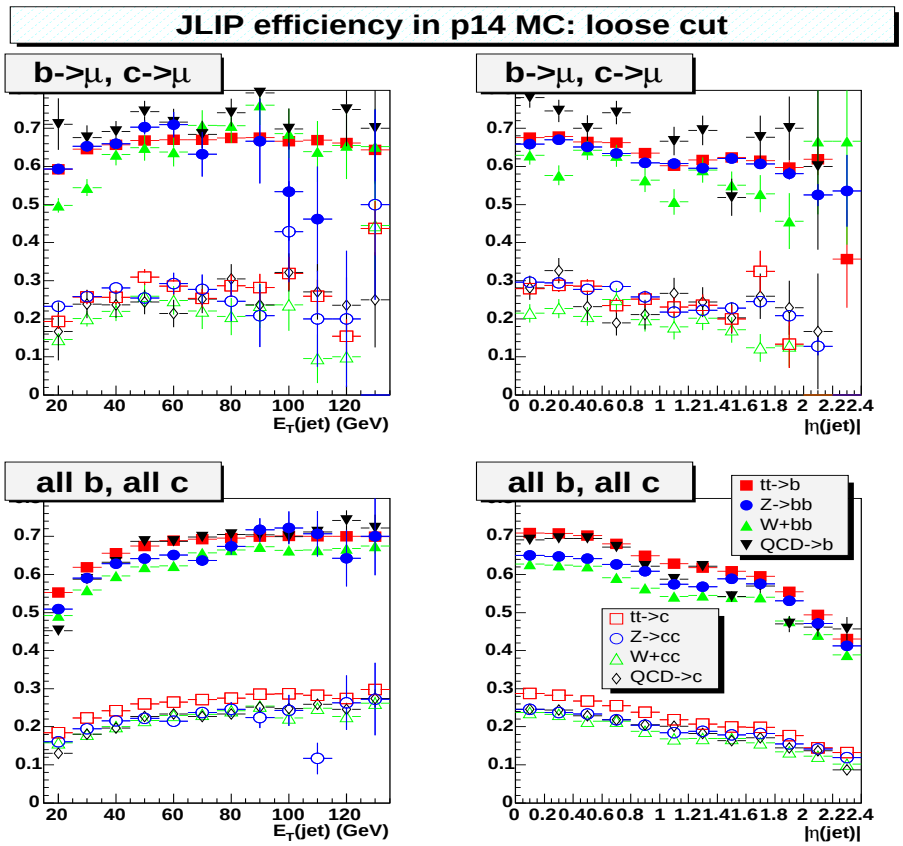


FIG. 4.14 – *Les efficacités d'étiquetage des jets de quarks b (symboles pleins) et c (symboles vides) ont été évaluées pour différent types de processus Monte-Carlo : $t\bar{t}$ (carrés), décroissances hadroniques du Z (cercles), W + jets (triangles droits), QCD (triangles inversés). Les figures du haut correspondent aux désintégrations semi-leptoniques des quarks lourds, celles du bas aux décroissances inclusives. Une coupure $\mathcal{P}_{jet}^{+} < 0.014$ (loose) est appliquée, correspondant à une efficacité d'étiquetage des quarks légers $\approx 1\%$.*

L'amélioration de l'efficacité de reconstruction des traces et l'augmentation de leur multiplicité se traduit par une efficacité d'étiquetage croissante en fonction de E_t^{jet}. Elle diminue cependant pour des valeurs croissantes de $|\eta^{jet}|$ correspondant aux régions avant et arrière des détecteurs de traces, où l'efficacité de reconstruction et la résolution du paramètre d'impact sont moins bonnes. Les efficacités d'étiquetage

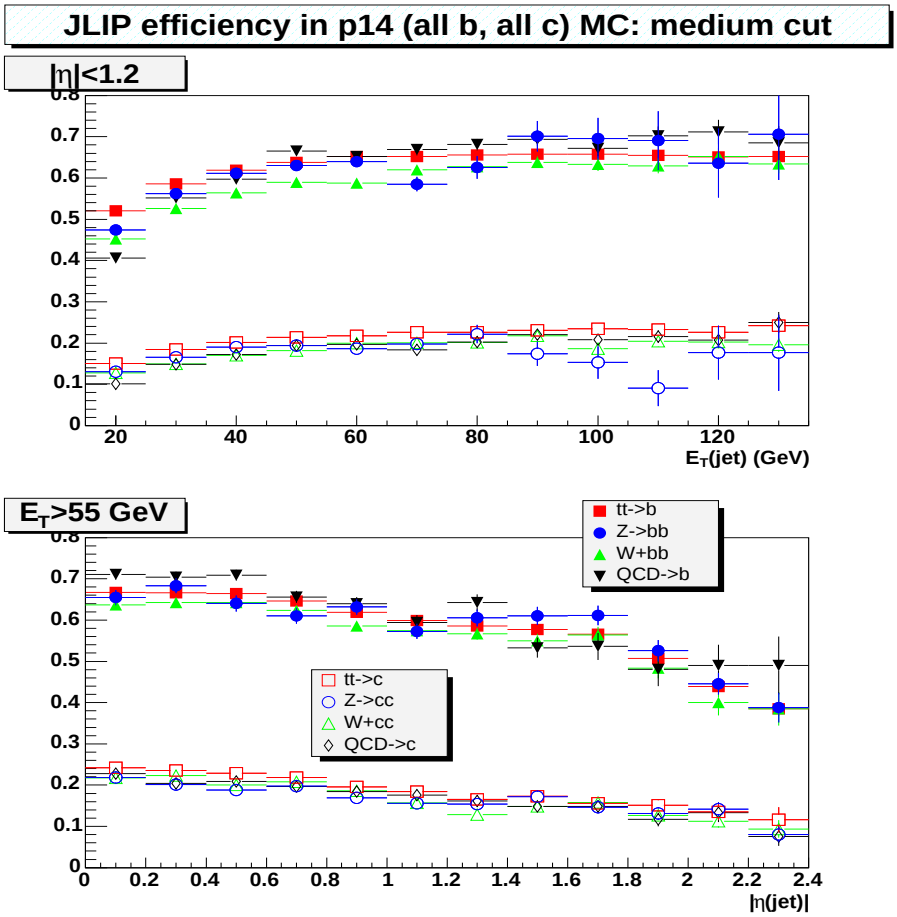


FIG. 4.15 – *Les différences observées pour les efficacités différentielles se réduisent sensiblement si l'on se place dans une région définie en énergie transverse E_t^{jet} (haut) ou en pseudo-rapidité η^{jet} (bas).*

correspondantes des jets de saveur lourdes sont montrées sur la figure 4.14 pour une coupure $\mathcal{P}_{jet}^{+} < 0.014$ (*loose*) en fonction de E_t^{jet} et η^{jet}. On remarque également que les différences entre les efficacités peuvent atteindrent des valeurs relatives de $\pm 10\%$.

Mais ceci est un effet trompeur ; en effet la figure 4.15 montre que les différences se réduisent à $\pm(3-4)\%$ dès que l'on considère des jets situés dans un intervale défini en E_t^{jet} ou η^{jet} pour les événements Monte-Carlo $t\bar{t}$, Z, et QCD multijets, les

événements $W + b\bar{b}$ ayant une efficacité un peu plus faible.

Le même effet est également illustré dans la figure 4.16 où le rapport des efficacités d'étiquetage des *jet-b* pour les différents processus Monte-Carlo est montré. Seul le processus $Wb\bar{b}$ souffre de différences notables que nous n'avons pu éclaircir. Une étude en fonction de $\Delta R(b - \bar{b})$ pourrait éclaircir la situation, en effet, les processus $Wb\bar{b}$ ne possèdent pas de coupures à la génération sur l'angle d'émission des partons et il arrive que ces derniers soient associer au même jet, augmentant ainsi le nombre de traces produites lors de leur désintégrations. Des effets topologiques peuvent également entrer en ligne de compte.

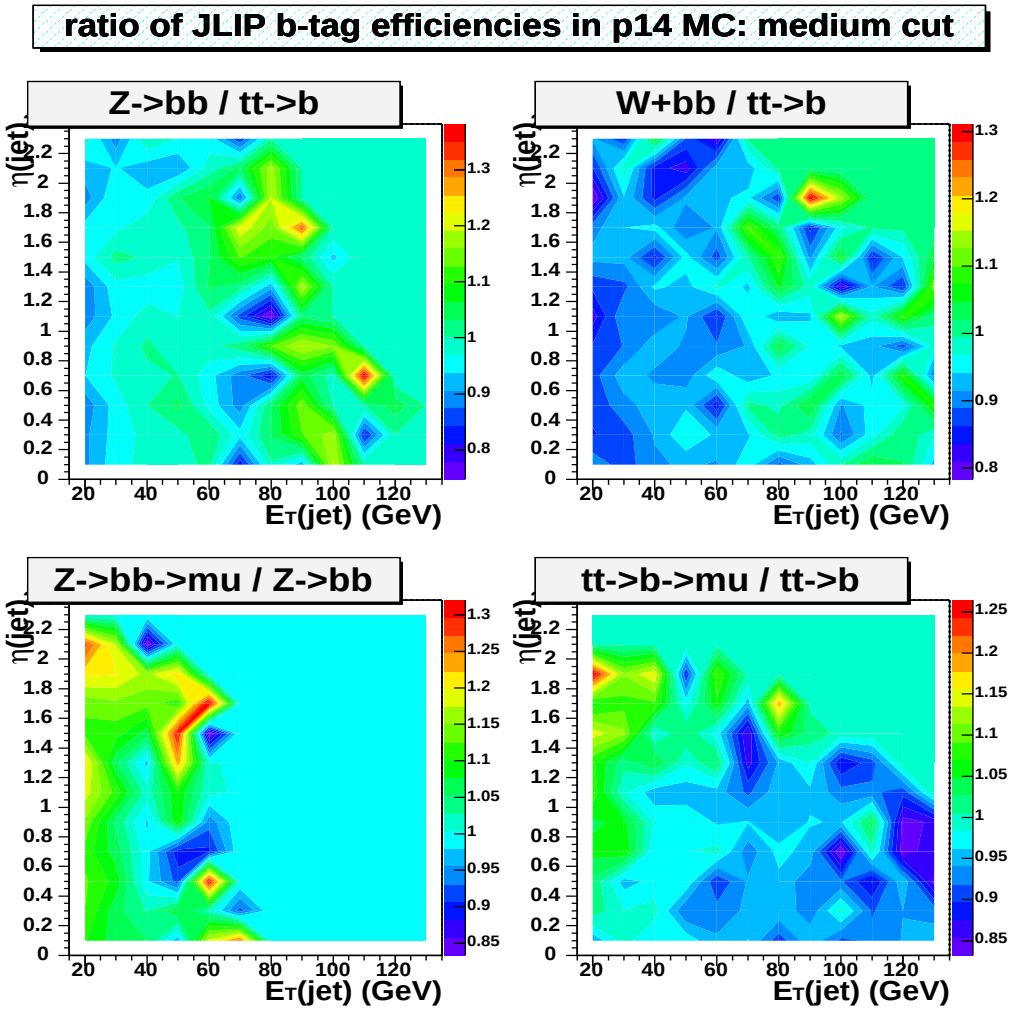


FIG. 4.16 – *Rapport des efficacités d'étiquetage des jet-b de différents processus Monte-Carlo représentées dans le plan* (E_t^{jet},η^{jet}).

4.5.2 Efficacité d'étiquetage dans les données réelles

Nous allons à présent montrer comment l'efficacité d'étiquetage des *jet-b* est mesurée dans les données réelles. A la différence des événements Monte-Carlo, le contenu en saveur lourde n'est initialement pas connu ! Quelques considérations simples permettent cependant d'obtenir un lot d'événements enrichi en saveur lourde. Rappelons que les hadrons beaux se désintègrent dans 20% des cas en produisant un muon (désintégration *semi-leptonique*). Cette proportion est d'environ 10% pour les hadrons charmés. Ainsi en requérant la présence d'un muon dans un jet (*jet-*μ), nous enrichissons notre lot d'événements en saveurs lourdes. Si l'événement possède de plus un jet opposé au *jet-*μ, nous favorisons alors une topologie de type $QCD \rightarrow b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$.
C'est ainsi que le lot d'événements *muon-in-jet* a été utilisé afin d'évaluer l'efficacité d'étiquetage dans les données réelles. L'efficacité d'étiquetage des *jet-b* peut être facilement obtenue si l'on connaît les fractions des ces derniers avant ($F_{b\rightarrow\mu}$) et après ($F_{b\rightarrow\mu}^{JLIP}$) l'application de l'algorithme *JLIP*.

Méthodes par ajustement de la distribution en moment transverse du muon par rapport à l'axe du jet

Pour évaluer la fraction de *jet-b* dans l'échantillon *muon-in-jet*, on peut considérer une variable topologique peu corrélée au paramètre d'impact des traces. Nous avons ainsi choisi l'impulsion transverse, p_t^{rel}, du muon par rapport à l'axe du jet. Elle est ici définie par la direction de l'impulsion vectorielle totale $jet + \mu$ représentée sur la figure 4.17 (rappelons que l'énergie du jet est uniquement déterminée par le calorimètre et n'est pas corrigée de la présence éventuelle d'un muon et d'un neutrino associé).

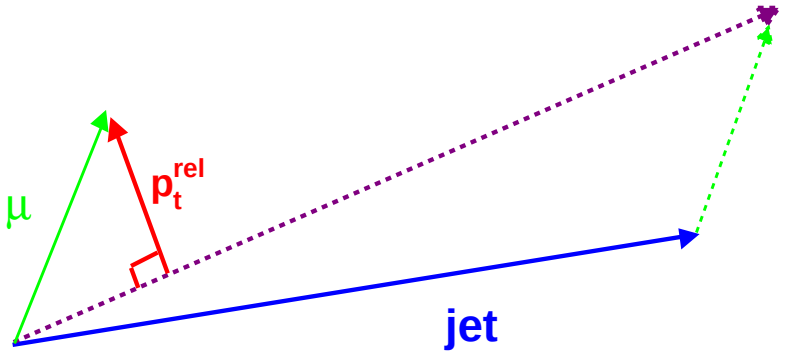


FIG. 4.17 – *Le moment transverse* p_t^{rel} *du muon est défini relativement à l'axe jet+*μ.

p_t^{rel} est une variable discriminante pour la saveur des jets. En effet comme nous pouvons le constater sur la figure 4.18, la valeur moyenne du p_t^{rel} est de 0.5 GeV/c environ pour les saveurs légeres ou charmées, alors qu'elle est > 1 GeV/c pour les *jet-b*.

Ces distributions ont été produites à partir d'événements Monte-Carlo $Z \to b\bar{b}$, $Z \to c\bar{c}$ et $t\bar{t}$, en sélectionnant les processus suivants :

1. $c \to \mu X$

2. $b \to \mu X$ pour lesquels les contributions directes $b \to \mu$ et en cascades $b \to c \to \mu$ ont été prises en compte.

Quant aux distributions en p_t^{rel} provenant des quarks légers, elles ont été produites à partir de données réelles *jet-trigger*. Ceci tient au fait que la simulation actuelle ne permet pas de produire les muons issus de la désintégration d'un hadron léger (pion ou kaon chargé). Nous avons ainsi décidé de choisir, parmi les traces associées au jet, celles dont les caractéristiques satisfont aux critères de sélection du muon et de sa trace associée (par ex. $p_t > 8$ GeV/c). Nous avons veillé à ne pas biaiser la définition de l'axe du jet en calculant le p_t^{rel} de cette trace par rapport à l'axe du jet calorimétrique[8].
On remarque que la valeur du p_t^{rel} tend à augmenter avec le p_t du muon mais diminue avec l'énergie transverse du jet E_t^{jet}.

Les différentes distributions présentées sur la figure 4.18 ont été utilisées comme références pour chaque saveur de jet. Il est ainsi possible de connaître le contenu en saveur d'un lot d'événements de type *muon-in-jet* en ajustant ces distributions à celles observées dans les données réelles ; en conséquence, nous pouvons évaluer parmi les *jet-μ*, la fraction de *jet-b* dans ce lot. Nous avons utilisé la technique du maximum de vraisemblance pour effectuer ces ajustements. La normalisation des trois contributions de saveur étant maintenue libre.

Répétant alors cet exercice sur les mêmes événements mais qui de plus satisfont au critère d'étiquetage de $JLIP$, nous pouvons facilement extraire l'efficacité d'identification des *jet-b* en comparant leurs fractions relatives avant, $F_{b\to\mu}$, et après, $F_{b\to\mu}^{JLIP}$, étiquetage et en veillant à renormaliser correctement chacune des distributions :

$$\varepsilon_{b\to\mu} = \frac{N_{\mu-jet}^{JLIP} \cdot F_{b\to\mu}^{JLIP}}{N_{\mu-jet} \cdot F_{b\to\mu}} \tag{4.9}$$

L'exposant $JLIP$ indiquant évidemment que la probabilité $\mathcal{P}_{jet}$ du *jet-μ* satisfait à la coupure définissant l'étiquetage.

8. En effet, la trace ainsi associée contribue, au niveau calorimétrique, à la définition du jet, affectant ainsi toutes ses caractéristiques (par ex. son quadrivecteur). Calculer son p_t^{rel}par rapport à l'axe $jet + trace$ reviendrait à l'inclure deux fois dans la définition de l'axe du jet.

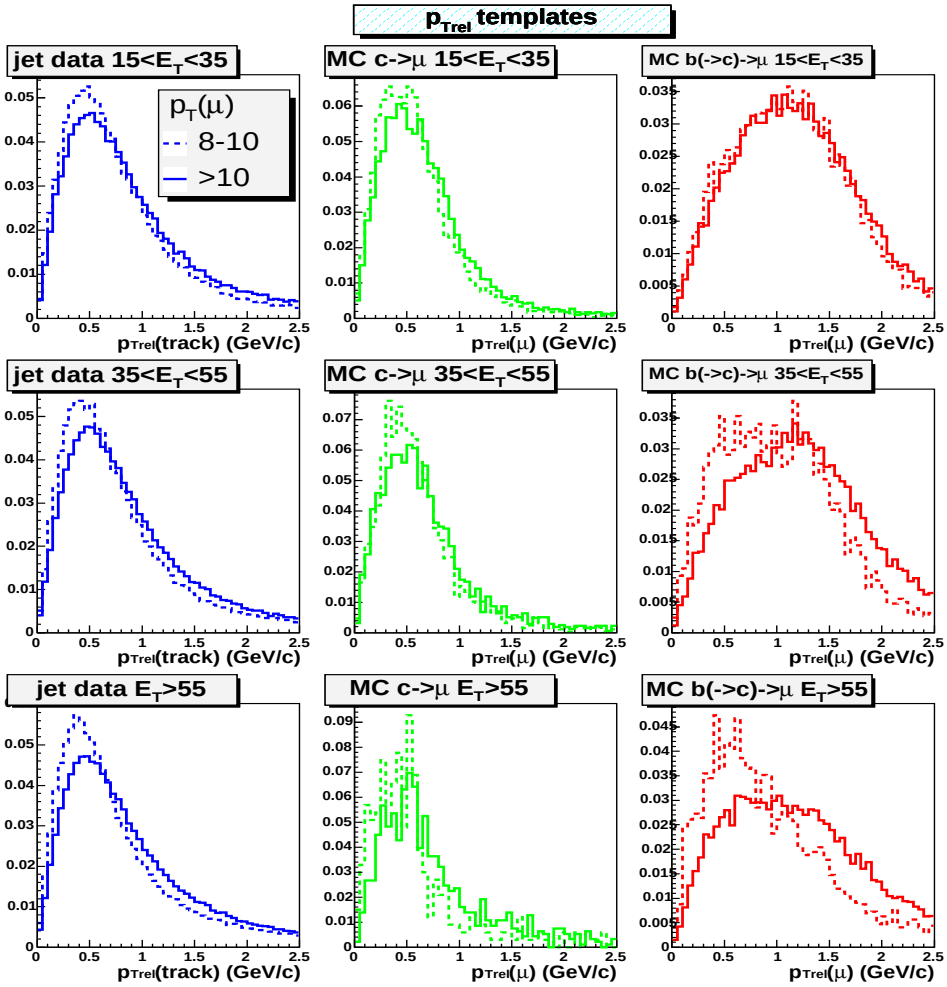


FIG. 4.18 – *Ensemble de références de la variable p_t^{rel}. De gauche à droite nous avons respectivement les distributions des saveurs légeres, charmées et belles pour différentes valeurs du p_t^{μ} et de E_t^{jet} .*

Ceci est illustré sur la figure 4.19. On voit très clairement la fraction de *jet-b* augmenter après l'application d'une coupure de plus en plus forte sur $\mathcal{P}_{jet}$. La pureté en *jet-b* avoisine ainsi les 95% pour une coupure *tight*.

Cette méthode est relativement simple dans sa technicité mais elle souffre dans notre cas de sérieux problèmes. En effet, on voit clairement sur la figure 4.18 que les distributions de p_t^{rel} dans le cas des quarks légers et charmés sont très semblables. La conséquence de cette similitude se traduit par une instabilité des ajustements qui est d'autant plus marquée que la fraction de *jet-b* est faible dans le lot initial d'événements. Il a par exemple été impossible d'ajuster les données dans le cas où $p_t^{\mu} \in [4,6]$ GeV/c et $E_t^{jet} \in [15,35]$ GeV.

On peut remédier partiellement à cette difficulté en augmentant la fraction de

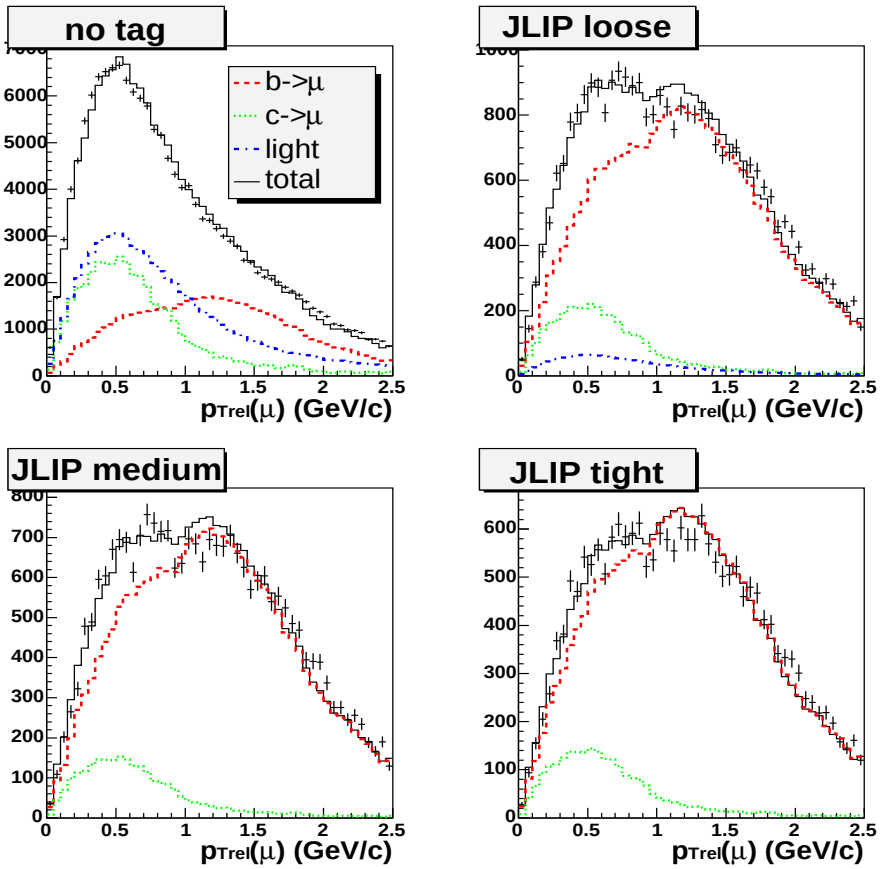


FIG. 4.19 – *L'ajustement des distributions de p_t^{rel} dans les données réelles est effectué pour chacune des catégories $[p_t^{\mu}, E_t^{jet}]$. La fraction de jet-b augmente en applicant une coupure de plus en plus forte sur $\mathcal{P}_{jet}$. Elle avoisine ainsi les 95% pour une coupure tight.*

jet-b avant l'application de $JLIP$ en requérant une topologie particulière pour l'événement.
En effet, les mécanismes de production de saveurs lourdes produisent essentiellement des paires de quarks $Q\bar{Q}$ [117, 118, 119]. Il est ainsi judicieux de considérer des événements à plusieurs jets dont l'un possède un muon associé (*jet-μ*) et un autre jet étiqueté $JLIP$ («*opp-jet*», car le plus souvent opposé en $\Delta\Phi$).

Comme dans le cas précédent, il s'agit ensuite d'évaluer la fraction de *jet-b* parmi les *jet-μ* avant et après l'application de l'algorithme.
Bien que la méthode y gagne en stabilité, c'est la statistique qui fait souvent défaut. Les ajustements correspondant à cette deuxième approche, que nous quali-

fierons désormais de *double-étiquetage*, sont illustrés par la figure 4.20. Le lot associé aux événements possédant un jet opposé étiqueté est qualifié de *jet-opposé*, c'est évidemment un sous-ensemble du lot *muon-in-jet*. La pureté en *jet-b* avoisine dans ce cas les 98% pour une coupure *tight*

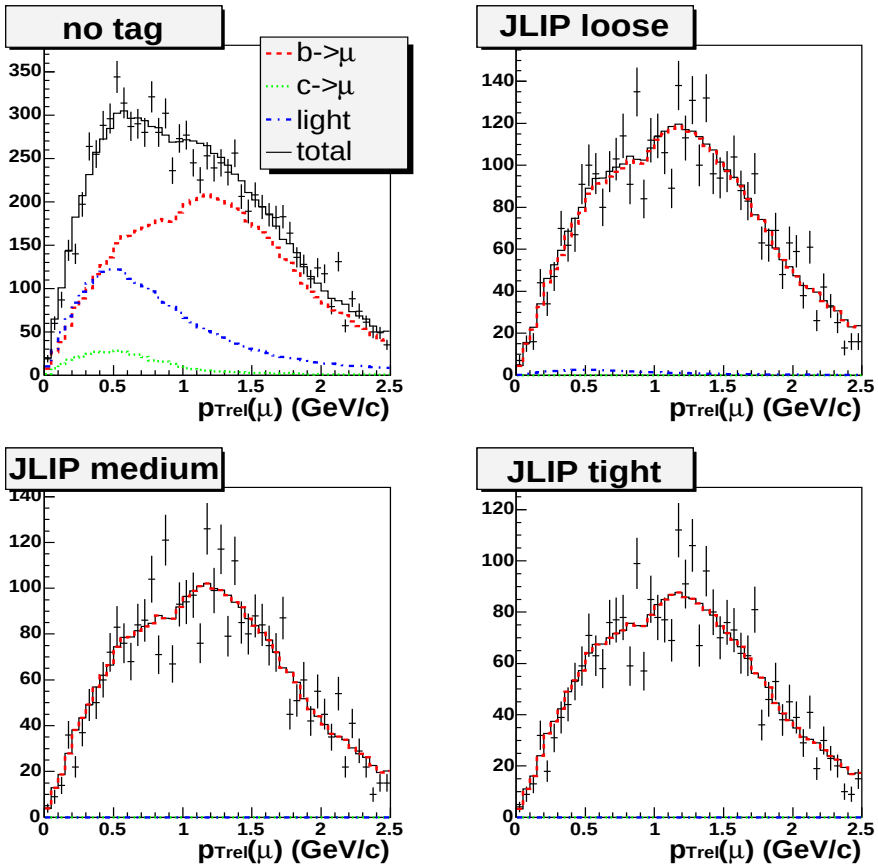


FIG. 4.20 – *L'ajustement des distributions de p_t^{rel} dans les données réelles est effectué pour chacune des catégories $[p_t^{\mu}, E_t^{jet}]$. Il s'agit cette fois-ci d'evaluer la fraction relative de jet-b avant et après étiquetage de jet-μ dans le lot jet-opposé.*

Nous allons à présent décrire une méthode développée au sein du groupe DØ de l'IReS à Strasbourg. Elle permet d'évaluer l'efficacité d'étiquetage dans les données réelles en s'affranchissant presque totalement de la simulation et donc de réduire les sources d'erreurs systématiques introduites par leurs différences.

Une nouvelle méthode : *SystemD*

Nous ne détaillerons pas complètement cette méthode. Une étude approfondie peut être trouvé dans la référence [120]. *SystemD* est basé sur la résolution d'un système non-linéaire de huit équations à huit inconnues. Il repose sur les critères suivants :

A. nous définissons deux lots d'événements avec des fractions de *jet-b* différentes. Les lots *muon-in-jet* et *jet-opposé* tiennent ces rôles.

B. nous considérons alors deux algorithmes d'étiquetage différents : le premier est évidemment $JLIP$ et le deuxième est défini par la présence d'un muon dans le jet (*jet-*μ) avec $p_t^{rel}(\mu) > 0.7$ GeV/c.

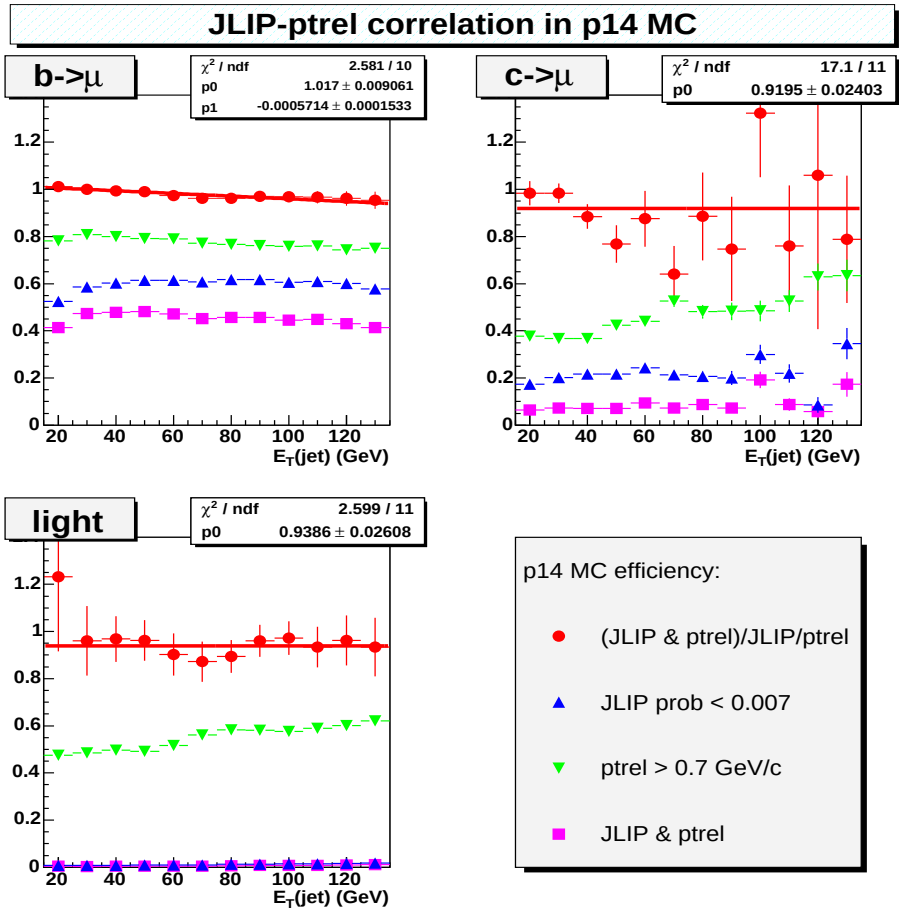


FIG. 4.21 – *Les facteurs de corrélations κ_b et κ_{cl}, introduits afin de tester l'hypothèse de décorrélation des algorithmes $JLIP$ et de la coupure en p_t^{rel}, montrent une faible dépendance en fonction de E_t^{jet} et ont des valeurs très proches de 1, quelle que soit la saveur de jet considérée.*

Il est alors possible d'écrire un sytème de huit équations à huit inconnues en s'assurant des hypothèses suivantes, qui peuvent être indépendamment ajustées en faisant varier des facteurs correctifs :

1. la corrélation des deux algorithmes est négligeable : κ_b et κ_{cl} dans les équations suivantes permettent de tester cette hypothèse.
2. la fraction de jets de quarks c (*jet-c*) par rapport à celle de quarks légers (*jet-l*) est la même dans les deux lots d'événements : α.
3. l'efficacité d'identification des quarks b est la même dans les deux lots : β.
4. les *jet-l* et *jet-c* possèdent la même efficacité de coupure en p_t^{rel} : ceci est estimé en faisant varier la coupure en p_t^{rel}.

Le système de huit équations s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
n &= n_b + n_{cl} \\
p &= p_b + p_{cl} \\
n^{\mu} &= \varepsilon_b^{\mu} n_b + \varepsilon_{cl}^{\mu} n_{cl} \\
p^{\mu} &= \varepsilon_b^{\mu} p_b + \varepsilon_{cl}^{\mu} p_{cl} \\
n^{JLIP} &= \varepsilon_b^{JLIP} n_b + \varepsilon_{cl}^{JLIP} n_{cl} \\
p^{JLIP} &= \beta\, \varepsilon_b^{JLIP} p_b + \alpha\, \varepsilon_{cl}^{JLIP} p_{cl} \\
n^{\mu,JLIP} &= \kappa_b\, \varepsilon_b^{\mu} \varepsilon_b^{JLIP} n_b + \kappa_{cl}\, \varepsilon_{cl}^{\mu} \varepsilon_{cl}^{JLIP} n_{cl} \\
p^{\mu,JLIP} &= \kappa_b\, \beta\, \varepsilon_b^{\mu} \varepsilon_b^{JLIP} p_b + \kappa_{cl}\, \alpha\, \varepsilon_{cl}^{\mu} \varepsilon_{cl}^{JLIP} p_{cl}.
\end{aligned} \tag{4.10}$$

où n (p) est le nombre d'événements dans les lots *muon-in-jet* (*jet-opposé*), l'exposant se réfère à l'étiquetage par l'algorithme p_t^{rel} et/ou $JLIP$ (avec les efficacités respectives ε^{μ} et ε^{JLIP}). L'indice quant à lui, réfère soit à la contribution des quarks b ou des quarks *légers+charmés* (*cl*).
La résolution du système nous permet d'obtenir à la fois les fractions de *jet-b* et du bruit de fond *jet-(l+c)* et les efficacités d'étiquetage correspondantes pour les deux algorithmes dans les deux lots d'événements !

Les différents facteurs correctifs précédemment introduits ont été individuellement évalués :

κ_b, κ_{cl} : ils ont été estimés dans des événements Monte-Carlo en comparant l'efficacité respective des deux algorithmes par rapport à leur efficacité combinée. La figure 4.21 présente ces efficacités et permet de voir que la corrélation entre $JLIP$ et la coupure en p_t^{rel} est très faible ($< 4\%$) et n'est que peu sensible à l'énergie transverse des jets.
Les valeurs suivantes ont été ainsi utilisées :

(a) $\kappa_b = 1.019$, 0.993, 0.968, 0.956 pour les intervalles en E_t^{jet} respectifs : $[15-35]$, $[35-55]$, $[55-85]$ et $[85-135]$ GeV. L'incertitude due à la statistique limitée dans les lots Monte-Carlo est de ± 0.008.

(b) $\kappa_{cl} = 0.92 \pm 0.03$. L'incertitude inclut à la fois la limitation de la statistique des lots Monte-Carlo et les différences entre les *jet-c* et *jet-l*.

p_t^{rel} : la dépendance de l'efficacité d'identification de $JLIP$ à la valeur de la coupure en p_t^{rel} a été testée en faisant varier cette dernière de 0.4 GeV/c à 1.0 GeV/c.

α : le rapport des fractions *c/légers*, initialement fixé à 1, a été varié entre 0.4 et 1.6.

β : des études approfondies furent menées au LEP [124] concernant la sensibilité de l'efficacité d'identification des *jet-b* pour des événements simplement ou doublement étiquetés.
Plusieurs effets sont à prendre en considération :

(a) la topologie à deux jets opposés étiquetable peut favoriser des régions d'acceptance du détecteur pour lesquelles l'efficacité de reconstruction des traces peut être meilleure, surestimant ainsi ε_b.

(b) la valeur E_t^{jet} du jet opposé au *jet-μ* peut biaiser l'évaluation de ε_b car elle est corrélée à la présence de gluons rayonnés par l'un des quarks, ce qui peut donc affecter la multiplicité de traces par *jet-b*.

(c) l'utilisation d'un vertex primaire commun aux deux jets étiquetés et opposés peut mener à une sous-estimation de ε_b.

Afin d'évaluer la corrélation du simple/double étiquetage, ε_b a été mesurée dans des données simulées pour des événements simplement et doublement étiquetés. Le rapport de ces efficacités est montré sur la figure 4.22 et indique que la corrélation est faible. Nous observons une valeur de $\beta = 1.02 \pm 0.02$.

Le tableau 4.2 résume l'ensemble des sources et des incertitudes sur l'efficacité d'identification des *jet-b* (intégrée usr E_t^{jet}) évaluées par la méthode *SystemD*.

source d'erreur	erreur relative sur ε_b (%)
$\kappa_b = 0.99 \pm 0.02$	∓ 5.2
$\kappa_{cl} = 0.93 \pm 0.03$	± 0.1
$\alpha = 1.0 \pm 0.6$	± 0.2
$\beta = 1.02 \pm 0.02$	± 2.4
$p_{Trel} > 0.4$ à 1.0 GeV/c^2	± 0.7
erreur systématique totale	± 5.8

TAB. 4.2 – *Les erreurs systematiques relatives pour l'efficacité d'identification des jet-b ont été évaluées en étudiant la sensibilité de ε_b par rapport aux différentes hypothèses de SystemD. Conservativement, une valeur totale de $\pm 6\%$ a été attribuée à l'incertitude systématique sur ε_b.*

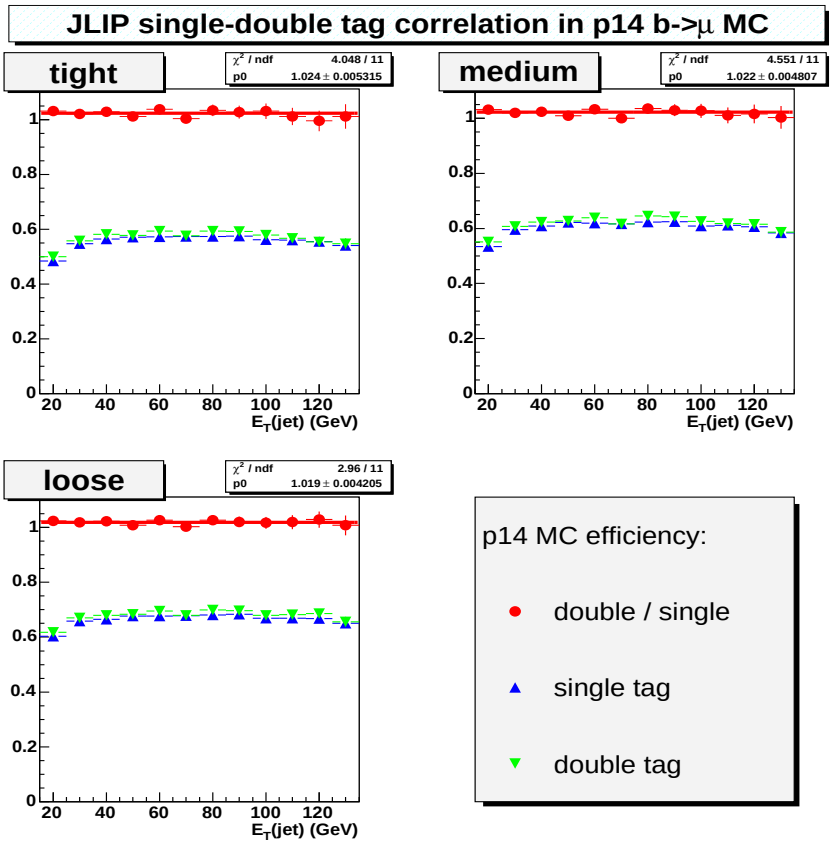


FIG. 4.22 – *Les efficacités d'identification simple/double de JLIP pour des jets muoniques sont illustrées en fonction de E_t^{jet} ainsi que leur rapport qui est très proche de 1.*

Validation de la méthode *SystemD* dans les événements Monte-Carlo

Nous avons directement testé la méthode *SystemD* dans les données simulées. Pour ce faire nous avons reproduit un lot d'événements *muon-in-jet* en utilisant trois contributions:

1. *QCD* dans laquelle une trace d'impulsion transverse $p_t > 8$ GeV/c a été utilisée afin de simuler le muon issu de la désintégration de pions ou de kaons.
2. les lots d'événements $Z \rightarrow jets$ et $t\bar{t}$ ayant un muon associé à un *jet-b(c)*.

Le lot Monte-Carlo *muon-in-jet* ainsi simulé consista en 430 000 événements (75% de légers, 5% de c et 20% de b). La méthode a alors été appliquée sur ce lot ; les huit quantités ajustées sont présentées sur la figure 4.23 en fonction de E_t^{jet}. Une coupure $\mathcal{P}_{jet}^{+} < 0.007$ correspondant au point de fonctionnement *medium* a été utilisée pour le *jet-μ* et une coupure $\mathcal{P}_{jet}^{+} < 0.01$ (*loose*) pour le jet opposé. Les valeurs ajustées et les valeurs prédites sont en bon accord, validant ainsi la méthode.

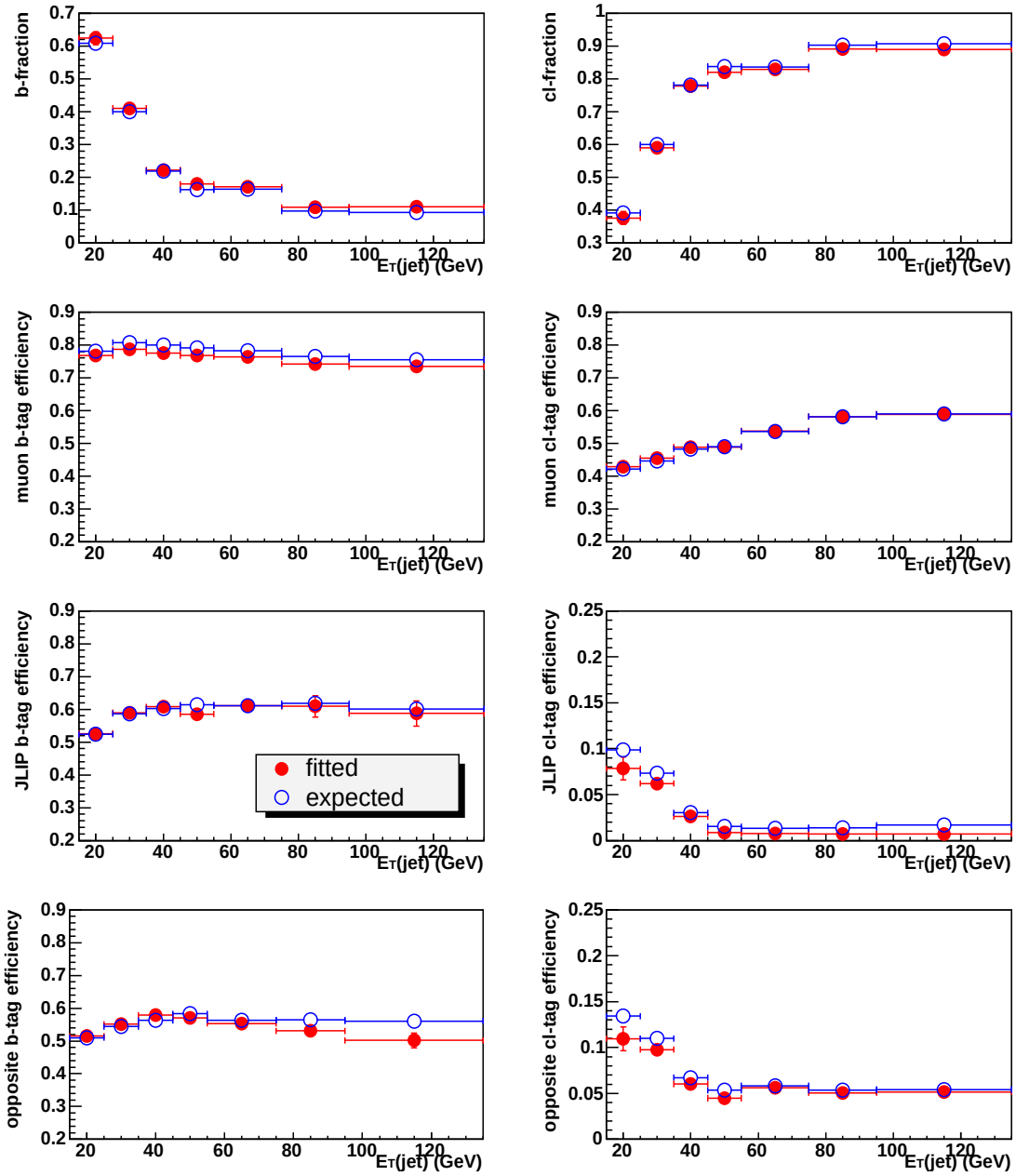


FIG. 4.23 – *SystemD permet de retrouver les efficacités et les fractions respectives de signal (jet-b) et de bruit de fond (jet-l+c) attendues dans des événements Monte-Carlo.*

4.5.3 Résultats

Les trois méthodes que nous venons d'exposer ont ainsi été utilisées pour estimer l'efficacité d'identification des jets issus de la fragmentation de quarks b dans le lot d'événements *muon-in-jet*. Les résultats sont illustrés sur la figure **??** en fonction de E_t^{jet} et $|\eta^{jet}|$ pour un point de fonctionnement *tight*.

Un accord raisonnable est observé entre les trois méthodes. On note toutefois un décrochement dans la distribution en fonction de la pseudo-rapidité des jets pour $|\eta^{jet}| \sim 1$ avec la méthode d'ajustement du p_t^{rel} du muon *single-tag/no tag*.
Cet effet qui n'a pas encore été compris, est également observé pour deux autres algorithmes d'étiquetage des jets : SVT [123] (qui repose sur la reconstruction explicite d'un vertex secondaire dans le jet) et $CSIP$ [116] (un algorithme similaire à $JLIP$ mais qui repose sur un comptage de traces). On remarquera que le désaccord se situe dans la région de l'intercryostat où l'efficacité de reconstruction des jets est plus faible.

Les efficacités ainsi mesurées dans le lot d'événements *muon-in-jet* , atteignent des valeurs de :

$$\begin{aligned} loose: &\quad \varepsilon_b^\mu = (55 \pm 2)\ \% \\ medium: &\quad \varepsilon_b^\mu = (48 \pm 2)\ \% \\ tight: &\quad \varepsilon_b^\mu = (41 \pm 2)\ \% \end{aligned}$$

pour des jets situés dans la partie centrale du calorimètre ($|\eta| < 1.2$) et ayant une énergie comprise dans l'intervalle $35 < E_t < 55$ GeV.
Les distributions correspondant aux points de fonctionnement *loose* et *medium* sont données dans l'annexe A.

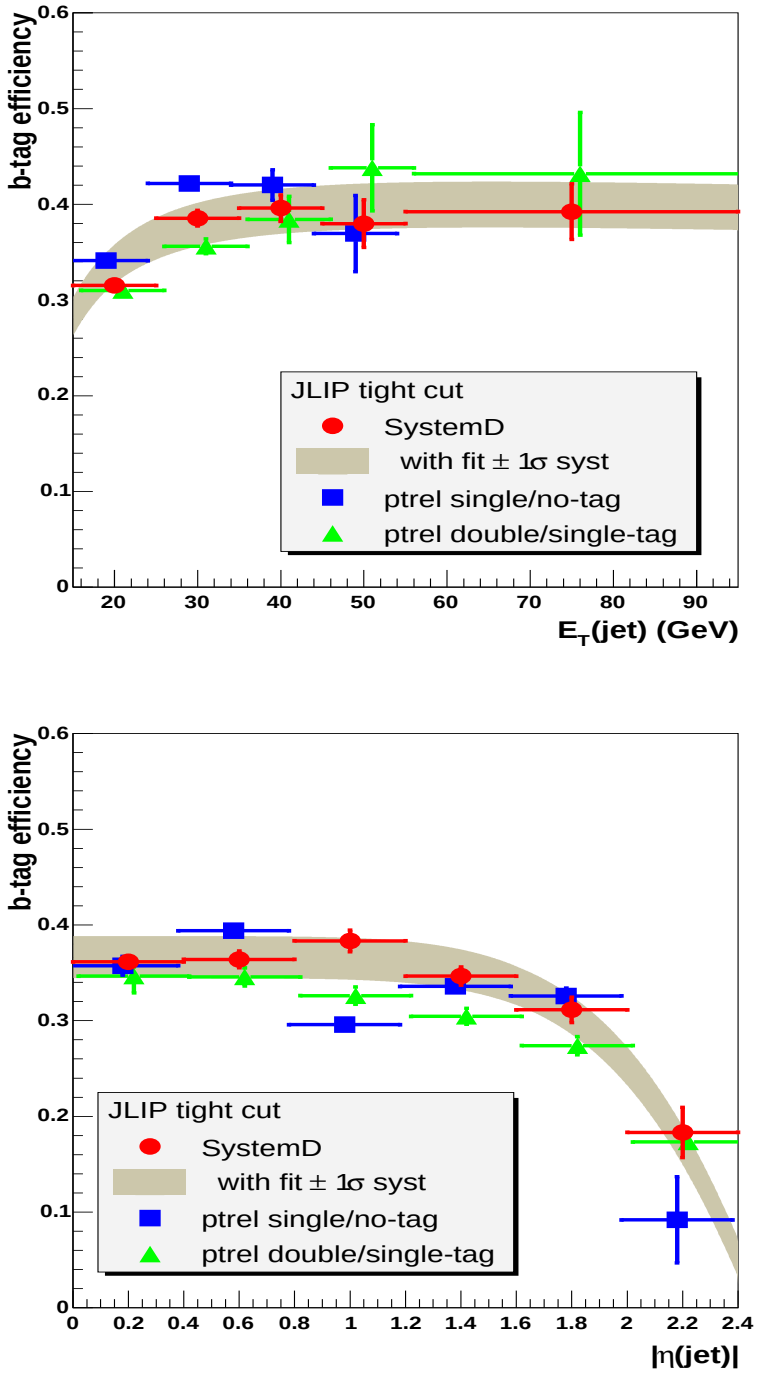


FIG. 4.24 – *L'efficacité d'identification des jet-b est évaluée dans les données réelles muon-in-jet à l'aide de trois méthodes. Elle est représentée ici en fonction de* E_t^{jet} *(en haut) et de* $|\eta^{jet}|$ *(en bas) pour une coupure tight de l'algorithme JLIP. La bande grisée représente les erreurs systématiques.*

4.5.4 Ajustement de l'efficacité d'étiquetage entre les données réelles et simulées

Dans les paragraphes précédents, nous avons découvert les performances de l'algorithme *JLIP* dans les données réelles et simulées. Comparant alors les figures 4.14 et A.1, correspondant toutes à la même coupure appliquée à $\mathcal{P}_{jet}$, nous constatons que les efficacités d'identification des *jet-b* diffèrent sensiblement entre les données réelles et Monte-Carlo.
Ainsi, ε_b doit être corrigée par un facteur $SF_{b\to\mu}$ pour chaque jet dans la simulation :

$$SF_{b\to\mu}(E_t,\eta) = \frac{\varepsilon_{b\to\mu}^{réelles}(E_t,\eta)}{\varepsilon_{b\to\mu}^{simu.}(E_t,\eta)}. \tag{4.11}$$

Ce facteur correctif est, comme ε_b, paramétrisé en fonction de E_t^{jet} et η^{jet} tel que l'illustre la figure 4.25 pour les différents points de fonctionnement de $JLIP$.

Ceci n'est cependant pas complètement satisfaisant ; en effet, un des principaux désaccords observé entre données réelles et simulation correspond à la multiplicité de traces dans les jets qui peut différer d'un facteur deux. Il serait donc plus judicieux d'en tenir compte directement.
Il est par exemple possible d'appliquer une procédure de réjection aléatoire de traces dans les données Monte-Carlo basée sur les différences observées dans des distributions caratéristiques des traces (impacts dans les détecteurs SMT et CFT, résolution du paramètre d'impact, ...), permettant ainsi de reproduire dans la simulation, la même distribution de multiplicité de traces dans les jets que dans les données réelles.
Une telle procédure est loin d'être triviale et des études ne nous ont pas permis d'établir une approche suffisamment adéquate permettant de traiter uniformément tous les types de traces dans la simulation.
Nous tenons a indiquer que ce point est crucial pour les études d'identification de *jet-b* car il affecte également le critère de taggabilité. Il constitue en fait le point faible de n'importe quelle analyse sensible à la multiplicité de traces dans les jets. Un important effort doit donc être mis à contribution au sein de l'experience DØ afin d'améliorer la description du système de reconstruction de traces dans la simulation ce qui permettra ainsi de se passer de facteurs correctifs, ou du moins d'en affiner la compréhension, sources d'incertitudes souvent difficilement controlables et/ou identifiables[9].

En supposant alors que la facteur correctif SF_b est le même pour les désintégrations inclusives et semi-leptoniques, $SF_b = SF_{b\to\mu}$, nous définissons l'efficacité inclusive,

9. L'efficacité de reconstruction des traces est cependant très similaires entre données réelles et simulées dans les cas d'objet isolé tel que $J/\Psi \to \mu^+\mu^-$.

corrigée, d'identification des *jet-b* dans les processus Monte-Carlo :

$$\varepsilon_b(E_t,\eta) = \varepsilon_b^{MC} \cdot SF_b(E_t,\eta) \tag{4.12}$$

Nous avons jusqu'ici abordé l'efficacité d'étiquetage des *jet-c* uniquement dans les données simulées car il est trivial de l'évaluer. Ce n'est par contre pas le cas dans les données réelles. En effet, comme nous l'avons remarqué, les propriétés des jets issus de la fragmentation de quarks légers et charmés sont souvent similaires et leur séparation ne semble pas évidente. Il n'est donc pour l'instant pas possible d'évaluer le facteur correctif SF_c et nous supposons ainsi qu'il est égal à SF_b.
L'efficacité inclusive d'identification des *jet-c* dans les processus Monte-Carlo est ainsi définie par :

$$\varepsilon_c(E_t,\eta) = \varepsilon_c^{MC} \cdot SF_b(E_t,\eta) \tag{4.13}$$

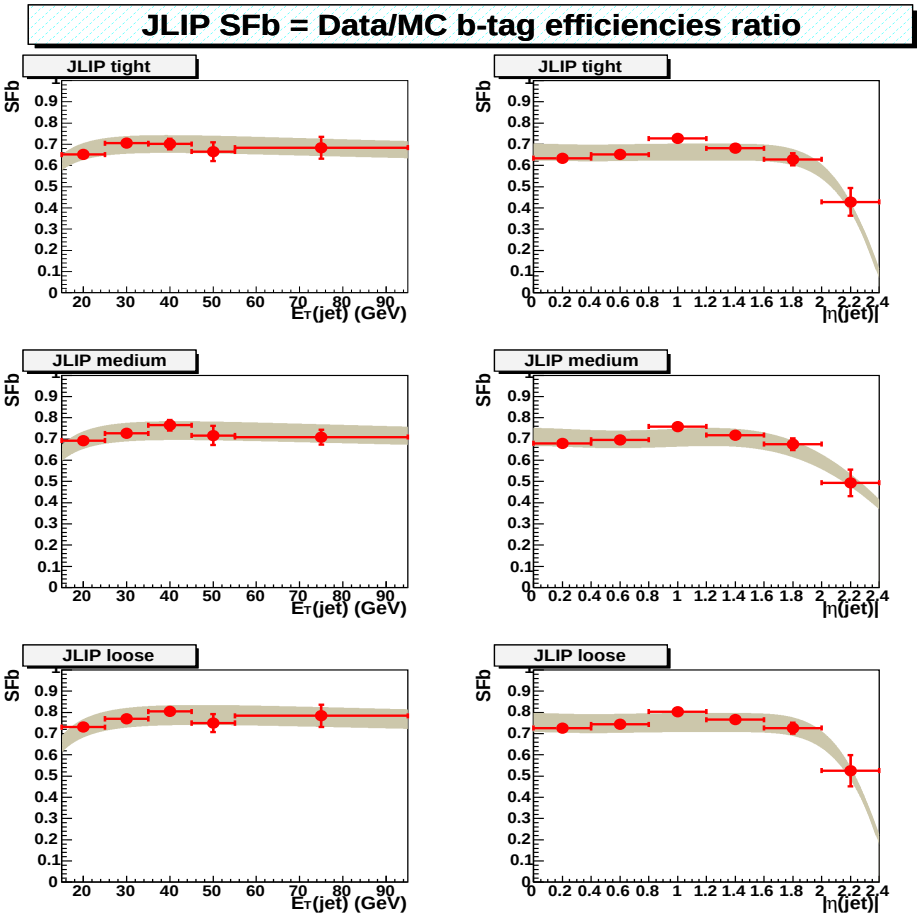


FIG. 4.25 – *Le facteur correctif SF_b est également paramétrisé en fonction de (E_t^{jet},η^{jet}). Il est ici représenté pour différents points de fonctionnement de l'algorithme JLIP. La bande grisée rend compte de l'erreur systématique.*

4.6 Evaluation de l'efficacité d'étiquetage des jets de quarks légers dans les données réelles

L'inefficacité de reconstruction de traces due par exemple à une mauvaise association d'impacts dans les détecteurs de traces, à la résolution spatiale de ces derniers ainsi qu'aux interactions secondaires dans les matériaux ont pour conséquence que la trajectoire de particules issues de la fragmentation de quarks légers peut apparaître déplacée par rapport au vertex primaire PV. Les particules à longue durée de vie (K_s^o, Λ) se désintégrant dans le détecteur contribuent également à cet effet.

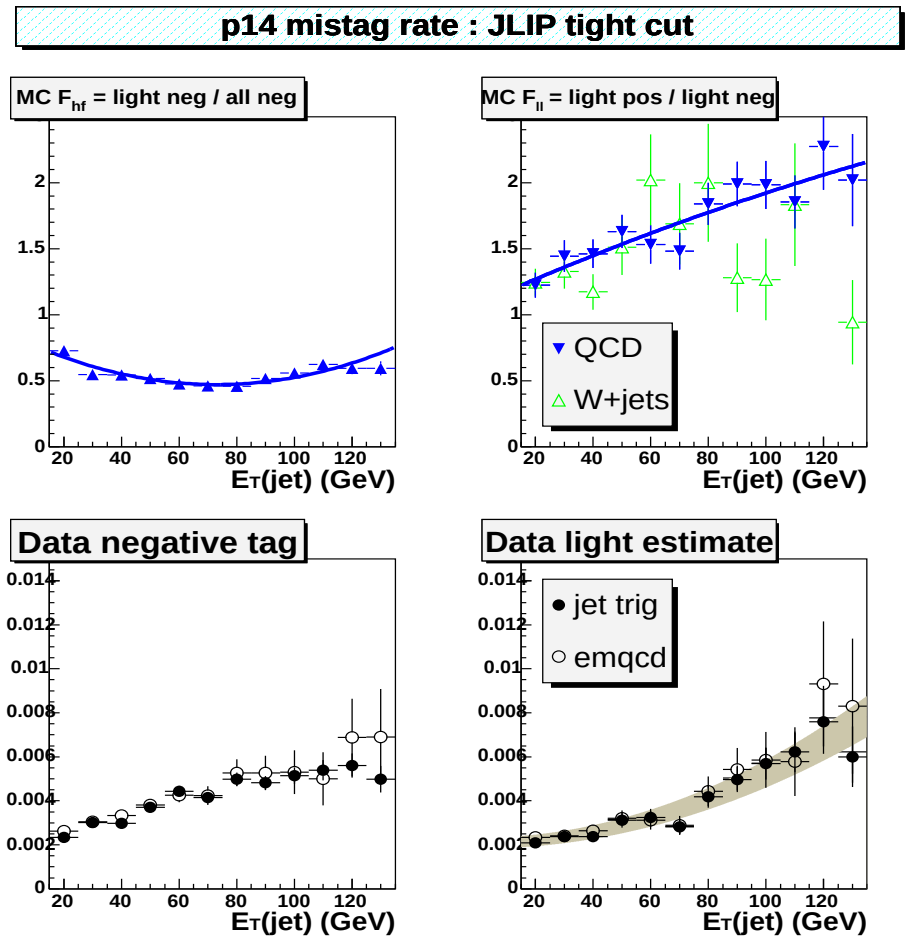


FIG. 4.26 – *Les facteurs correctifs SF_{hf} (en haut à gauche) et SF_{ll} (en haut à droite) ont été évalués dans des données simulées de type QCD et W+jets légers. L'efficacité d'étiquetage négative (en bas à gauche) et finalement l'efficacité d'identification de jet-l (en bas à droite) ont été évaluées dans les données réelles jet-trigger (cercles pleins) et EMQcd (cercles vides). La largeur de la bande grisée correspond à l'erreur systématique éstimée pour une coupure tight de JLIP.*

Une fraction des jets légers peut ainsi satisfaire aux critères définis pour l'identification des jets de saveur lourde ; plutôt que de parler d'inefficacité, nous utliserons le terme d'efficacité d'étiquetage du bruit de fond que nous dénoterons ε_l. Nous allons à présent exposer comment cette efficacité peut être évaluée dans les données réelles.

Comme nous l'avons indiqué dans le paragraphe 4.4.2 correspondant à la définition du paramètre d'impact, les traces issues du point d'interaction primaire ont une distribution en significance, $\mathcal{S}_{IP}$, symétrique par rapport à 0. En réalité la partie positive de la distribution est affectée par la présence de particules à grand temps de vie (telles que des V^0 et des hadrons B ou D) ou par des interactions secondaires (cf. figure 4.4).
Si l'on suppose que les effets de résolution affectent symétriquement la distribution de $\mathcal{S}_{IP}$, sa partie négative dans les données réelles *jet-trigger/EMQcd* doit être une bonne approximation de la distribution de $\mathcal{S}_{IP}$ pour des jets issus de la fragmentation de quarks légers.

Il s'agit alors d'évaluer l'efficacité d'une coupure appliquée cette fois-ci à $\mathcal{P}^-_{jet}$. Nous définissons ainsi, l'efficacité d'identification *négative (positive)* dans les données réelles (le signe $\mp$ en exposant référant à une coupure appliqué à $\mathcal{P}^-_{jet}$ ou $\mathcal{P}^+_{jet}$) :

$$\varepsilon_{\mp}^{réelles}(E_t,\eta) = \frac{\sum jets\ étiquetés^{-(+)}(E_t,\eta)}{\sum jets\ taggables\ (E_t,\eta)} \tag{4.14}$$

Comme nous l'avons mentionné, $\varepsilon_-^{réelles}$ ne représente pas exactement ε_l. Cette efficacité est affectée des effets suivants :

1. les saveurs lourdes sont inévitablement présentes dans les données réelles, provenant par exemple de la conversion d'un gluon en une paire $b\bar{b}$. Ainsi une fraction des jets utilisés dans la définition de $\varepsilon_{\mp}^{réelles}$ est issue de la fragmentation de quarks b ou c. Les traces associées à ces jets ont une distribution négative de $\mathcal{S}_{IP}$ plus prononcée que celle des traces de *jet-l* (figure 4.4 de droite). Pour des événements QCD Monte-Carlo, les fractions de *jet-b* (*jet-c*) sont de $\approx 2\%(4\%)$. Cet effet contribue à surestimer ε_l .
2. des jets ne comportant pas de saveur lourde peuvent être étiquetés par la présence de traces provenant d'autres particules à grand temps vie (e.g V^0 qui ne sont pas identifiés par l'algorithme de réjection). Cette contribution est moindre dans $\varepsilon_-^{réelles}$ et mène ainsi à une sous-estimimation de ε_l .

Afin de corriger ces effets, deux facteurs correctifs SF_{hf} et SF_{ll} sont introduits[10]. Ils sont définis par :

$$SF_{hf}(E_t,\eta) = \frac{\varepsilon_-^l(E_t,\eta)}{\varepsilon_-(E_t,\eta)} \qquad et: \qquad SF_{ll}(E_t,\eta) = \frac{\varepsilon_+^l(E_t,\eta)}{\varepsilon_-^l(E_t,\eta)} \tag{4.15}$$

10. SF correspond au terme ***S**cale **F**actor* et les indices hf et ll respectivement à ***h**eavy **f**lavor* et ***l**ong-**l**ived.*

où ε_- représente l'efficacité, inclusive en terme de saveur, d'étiqueter négativement un jet. Ainsi l'efficacité d'étiquetage des quarks légers dans les données réelles est évaluée par :

$$\varepsilon_l(E_t,\eta) = \varepsilon_-^{réelles}(E_t,\eta) \cdot SF_{hf} \cdot SF_{ll} \tag{4.16}$$

Les figures 4.26 et 4.27 représentent chacune des composantes, $\varepsilon_-^{réelles}$, SF_{hf} et SF_{ll} ainsi que l'efficacité ε_l évaluée pour un critère d'identification *tight*. La correction globale correspondant à $SF_{hf} \cdot SF_{ll}$, est en moyenne de 0.91 ± 0.02 mais est dépendante de E_t^{jet} et de η^{jet}.

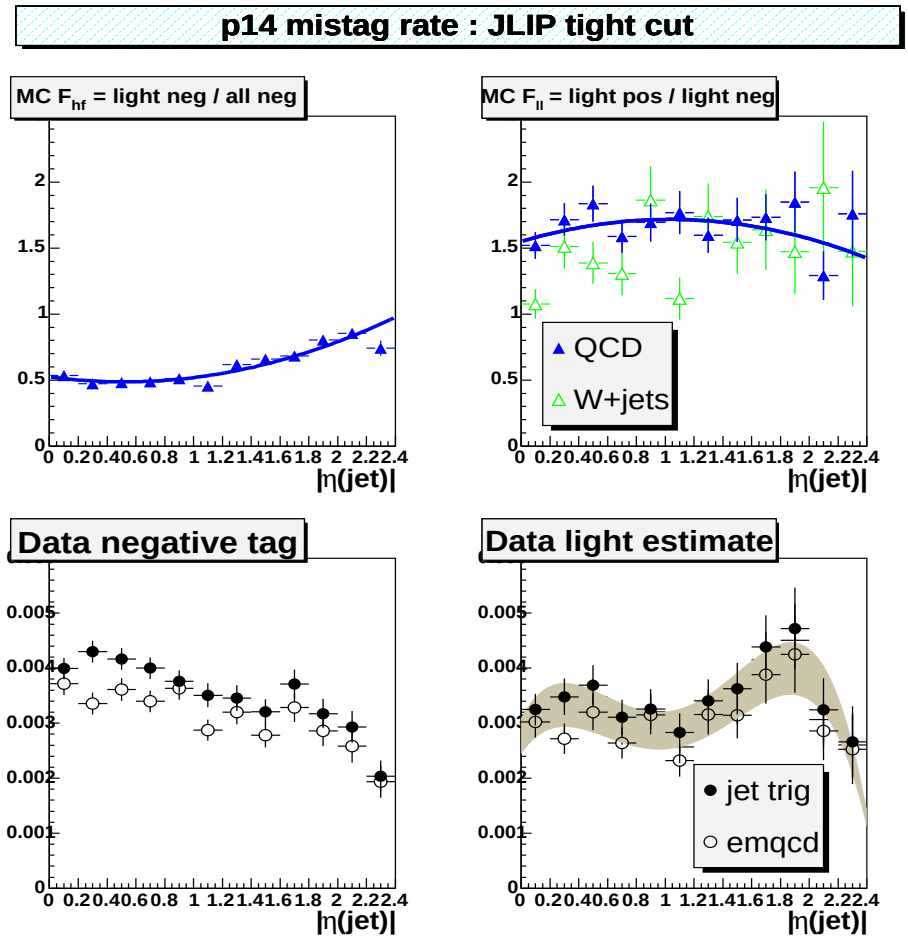


FIG. 4.27 – *Les mêmes distributions de la figure 4.26 sont ici représentées en fonction de η^{jet}.*

Comme nous l'avions indiqué en introduction, les algorithmes d'identification de jets ont dû être caractérisés pour trois points de fonctionnements, *loose, medium et tight* correspondant respectivement à une efficacité d'étiquetage des *jet-l* de 1%, 0.5% et 0.3%, comme on peut le constater sur les figure 4.26 et 4.27 en bas à droite dans le

cas d'une coupure *tight*.

Lorsque l'énergie transverse des jets E_t^{jet} augmente, la multiplicité de traces croît également. De plus, la direction de ces particules se rapproche de l'axe du jet (c.à.d. de l'axe du hadron initial) augmentant alors la probabilité de mal signer IP . Ainsi, la probabilité d'avoir une trace de grand paramètre d'impact négatif est plus élevée. Ces effets permettent d'expliquer pourquoi $\varepsilon_-^{réelles}$ et de fait ε_l augmentent en fonction de E_t^{jet}.

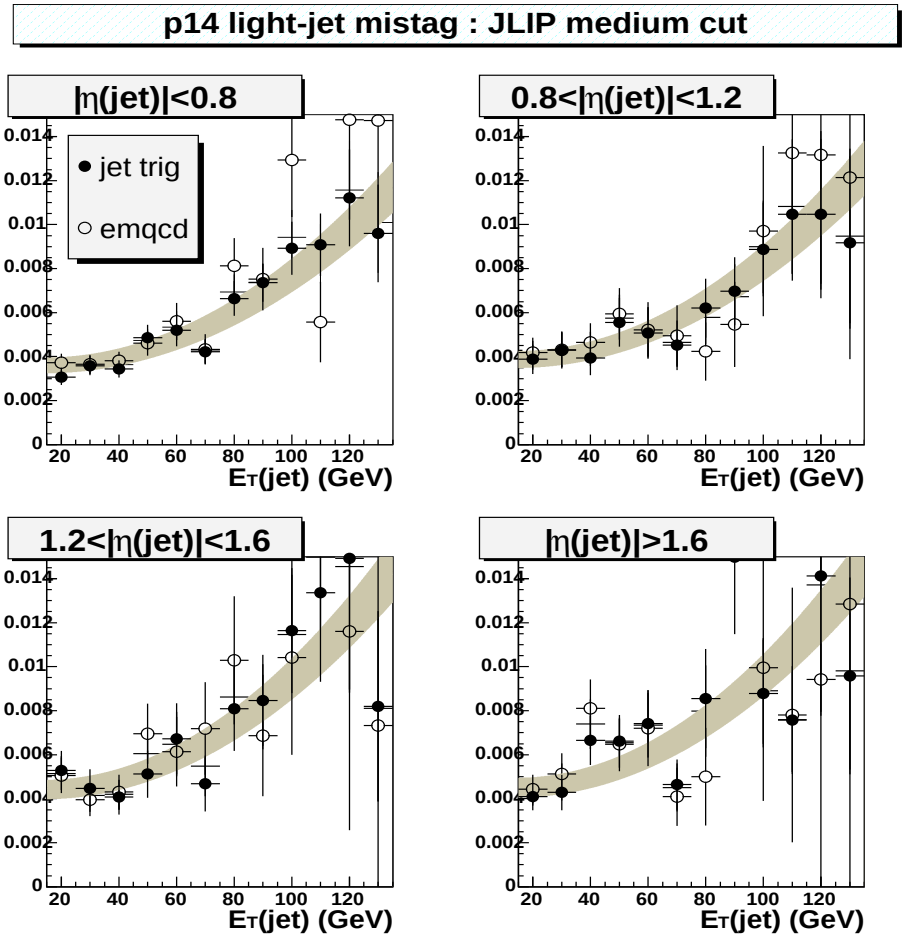


FIG. 4.28 – *Les distributions de ε_l ont été paramétrisées en fonction de E_t^{jet} et η^{jet}. La factorisation en une fonction à deux dimensions est testée pour une même forme fonctionelle dans différents intervalles en pseudo-rapidité.*

Comme nous avons attribué les traces en différentes catégories lors du calcul de la probabilité $\mathcal{P}^{trace}$, fonction entre autre de leur pseudo-rapidité respective, la distribution de $\varepsilon_-^{réelles}$ ne dépend pas trop de η^{jet}.
Les facteurs correctifs SF_{hf} et SF_{ll} utilisés afin de convertir $\varepsilon_-^{réelles}$ en une efficacité

(positive) d'identifier des jets de quarks légers, exhibent une dépendance en $|\eta^{jet}|$ cependant beaucoup plus marquée, particulièrement dans la région avant du détecteur, affectant ainsi la distribution de ε_l. Les distributions de ε_l ont été paramétrisées en fonction de E_t^{jet} et η^{jet} et la factorisation en une fonction à deux dimensions a été testée pour une forme de fonctionelle fixée en E_t^{jet} (figure 4.28). L'annexe A présente les tests de factorisation détaillés de ε_l.

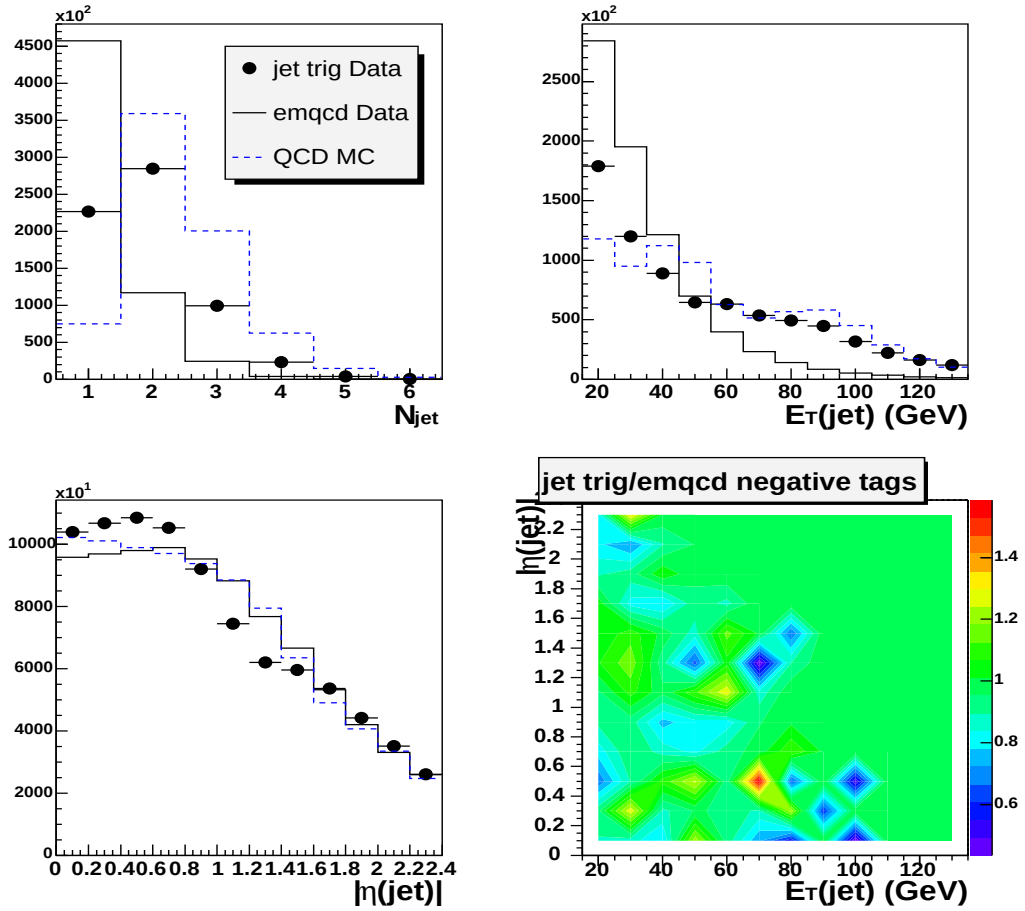


FIG. 4.29 – *Les propriétés des lots d'événements jet-trigger (cercles pleins) et EMQcd (trait plein) ainsi que des événements Monte-Carlo QCD (tirets) ont été comparées en fonction de la multiplicité de jets (en haut à gauche) par événement, de l'énergie transverse des jets (en haut à droite) et de leur pseudo-rapidité (en bas à gauche). Bien que des différences soient visibles en fonction de E_t^{jet} et de η^{jet}, le rapport de l'efficacité d'identification négative $\varepsilon_-^{réelles}$ dans le plan (E_t^{jet},η^{jet}) n'indique aucune dépendance significative (en bas à droite).*

La sensibilité au lot d'événements utilisé afin de paramétriser ε_l a également été étudiée. On constate que pour un intervalle donné de E_t^{jet}, la différence relative de $\varepsilon_-^{réelles}$ entre les lots *jet-trigger* et *EMQcd* est de $\pm 3\%$ et semble être indépendante du point de fonctionnement de l'algorithme. Cette différence est cependant plus marquée en fonction de η^{jet} car le spectre en énergie transverse du lot *jet-trigger* est en moyenne plus élevé que pour le lot *EMQcd* comme l'illustre la figure 4.29. Le rapport dans le plan (E_t^{jet},η^{jet}) des efficacités $\varepsilon_-^{réelles}$ des deux lots de données est également représenté et n'indique pas d'effet particulier.

4.6.1 Evaluation des erreurs systématiques

Les incertitudes systématiques sur ε_l ont été évaluées en tenant compte des effets observés suivants :

1. comme nous venons de l'indiquer, l'efficacité d'identification négative varie relativement de $\pm 3\%$ entre les lots *jet-trigger* et *EMQcd* quel que soit le point de fonctionnement de l'algorithme $JLIP$.
2. le facteur correctif SF_{hf} dépend évidemment du contenu en saveur lourde dans le lot d'événements Monte-Carlo QCD. SF_{hf} varie ainsi de $\pm(3-4)\%$ et de $\pm(4-6)\%$ (les variations correspondent aux différentes point de fonctionnements *tight, medium et loose*) lorsque les fractions de *jet-c* et *jet-b* sont respectivement variées de $\pm 20\%$. Ces systématiques sont représentées par la figure 4.30.
3. le facteur SF_{ll} semble être fortement dépendant du lot d'événements utilisé afin de l'évaluer. En effet, nous observons par exemple que dans un lot d'événements Monte-Carlo de type *W+jets légers*, $\varepsilon_-^{réelles}$ est plus faible de $18 \pm 5\%$ ($12 \pm 4\%$, $6 \pm 3\%$) pour le point de fonctionnement *tight* (*medium et loose*). Nous assignons ainsi une erreur systématique symétrique sur SF_{ll} en prenant la moitié de ces différences observées.

Finalement, en additionnant quadratiquement ces trois contributions, l'erreur systématique totale de l'efficacité d'identification des *jet-l* est estimée à $\pm 12\%$ ($\pm 10\%$, $\pm 7\%$) pour les points de fonctionnements respectifs *tight* (*medium et loose*).

4.7 Validation des paramétrisations des efficacités d'étiquetage

Il est un point que nous n'avons pas abordé jusqu'ici concernant les paramétrisations des efficacités d'étiquetage. Les fonctions à deux dimensions sont obtenues à partir du produit des paramétrisations à une dimension, fonction de E_t^{jet} et η^{jet}. Or ces deux variables sont corrélées, nous avons ainsi effectué des tests de «*fermeture*» afin

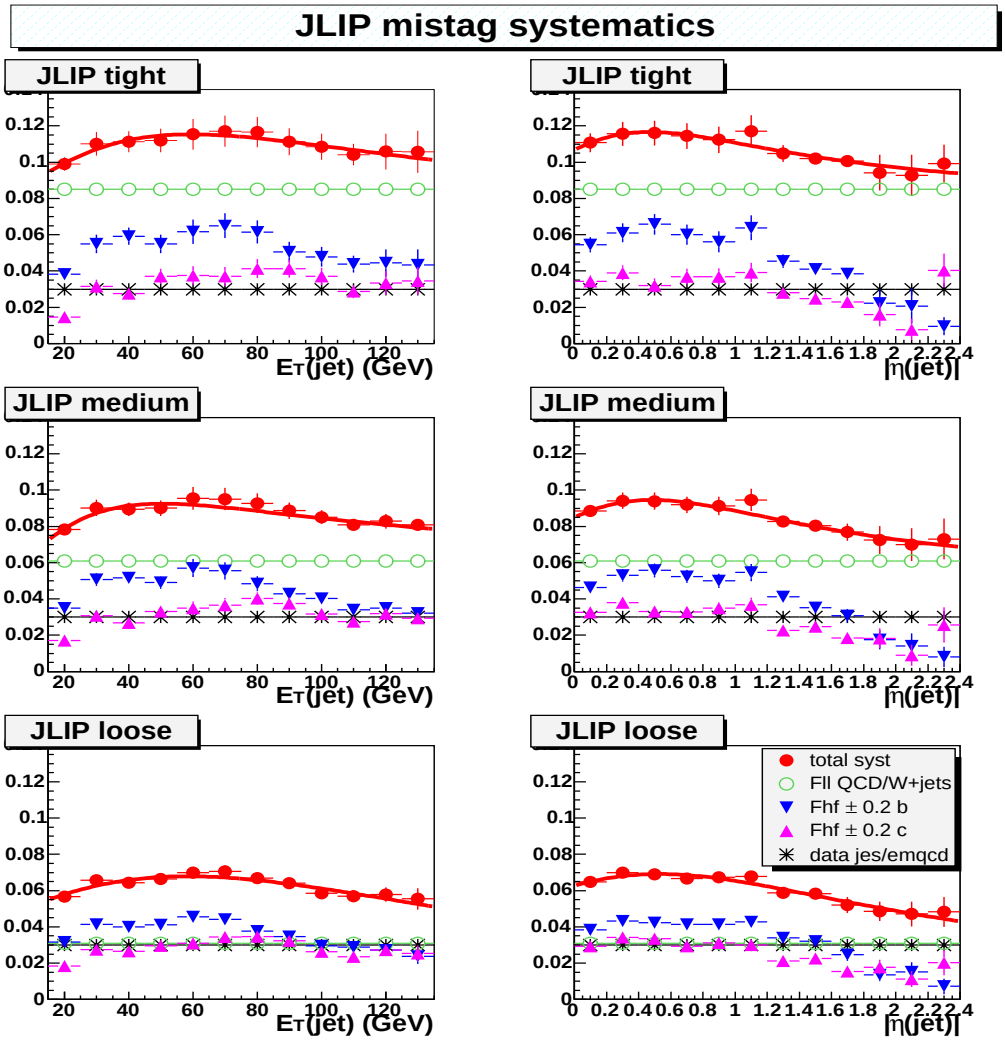


FIG. 4.30 – *Les sources des erreurs systématiques liées à l'évaluation de l'efficacité d'identification des jet-l sont présentés en fonction de E_t^{jet} et $|\eta^{jet}|$ pour différents points de fonctionnements de l'algorithme JLIP. Les paramétrisations sont empiriques et uniquement illustratives.*

de vérifier notre hypothèse de factorisation. Ces tests consistent à comparer les distributions en E_t^{jet} et η^{jet} des jets étiquetés aux ditributions prédites lorsque nous utilisons les paramétrisations à deux dimensions. L'ensemble de ces tests sont rassemblés dans l'annexe A pour les efficacités d'étiquetage des *jet-b* et des *jet-l* pour les trois différents points de fonctionnement de l'algorithme JLIP.

4.8 Performances dans les données réelles et simulées

La coupure sur la probabilité $\mathcal{P}^{+}_{jet}$ peut être continuement variée entre 0 et 1. Ceci nous permet de construire la courbe de performance illustrée par la figure 4.31 dans laquelle l'efficacité d'étiquetage des *jet-b* est représentée par rapport à celle des *jet-l*. On y considère les jets centraux ($|\eta| < 1.2$) situés dans l'intervalle en énergie transverse $[35 - 55]$ GeV.

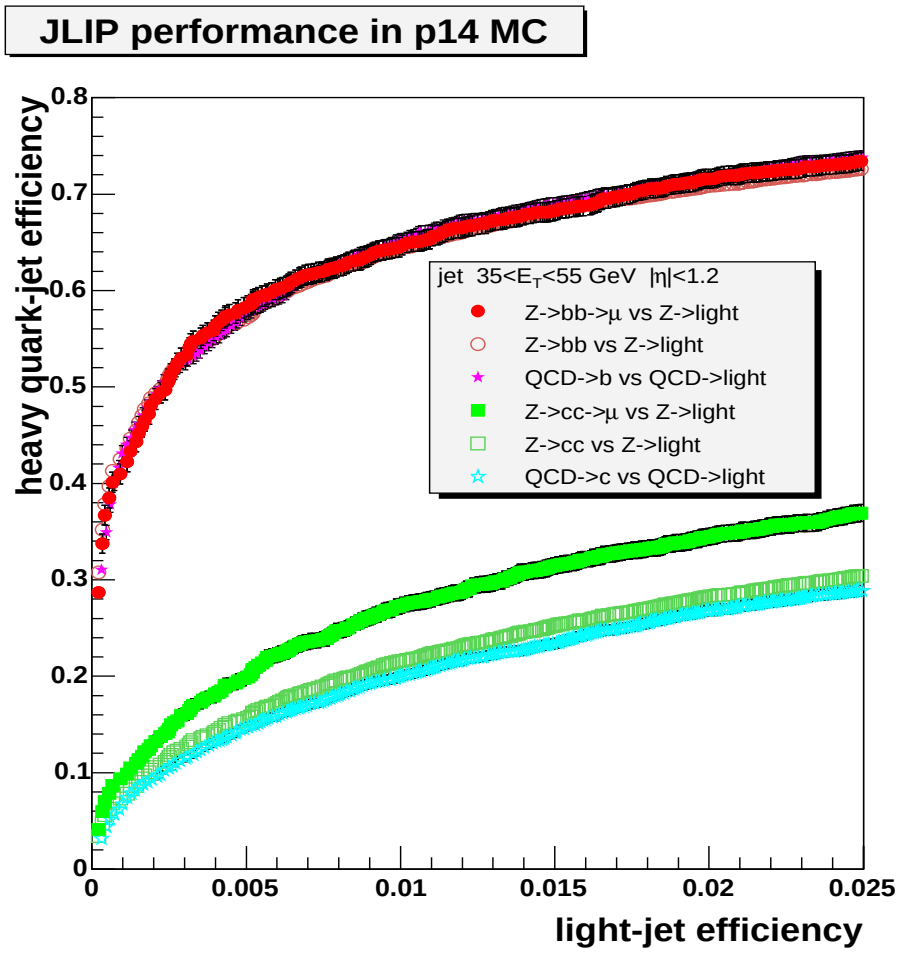


FIG. 4.31 – *L'efficacité d'étiquetage des jet-b en fonction de celle des jet-l dans la simulation Elle est ici représentée pour des jets centraux ($|\eta| < 1.2$) situés dans l'intervalle en énergie transverse* $[35 - 55]$ *GeV.*

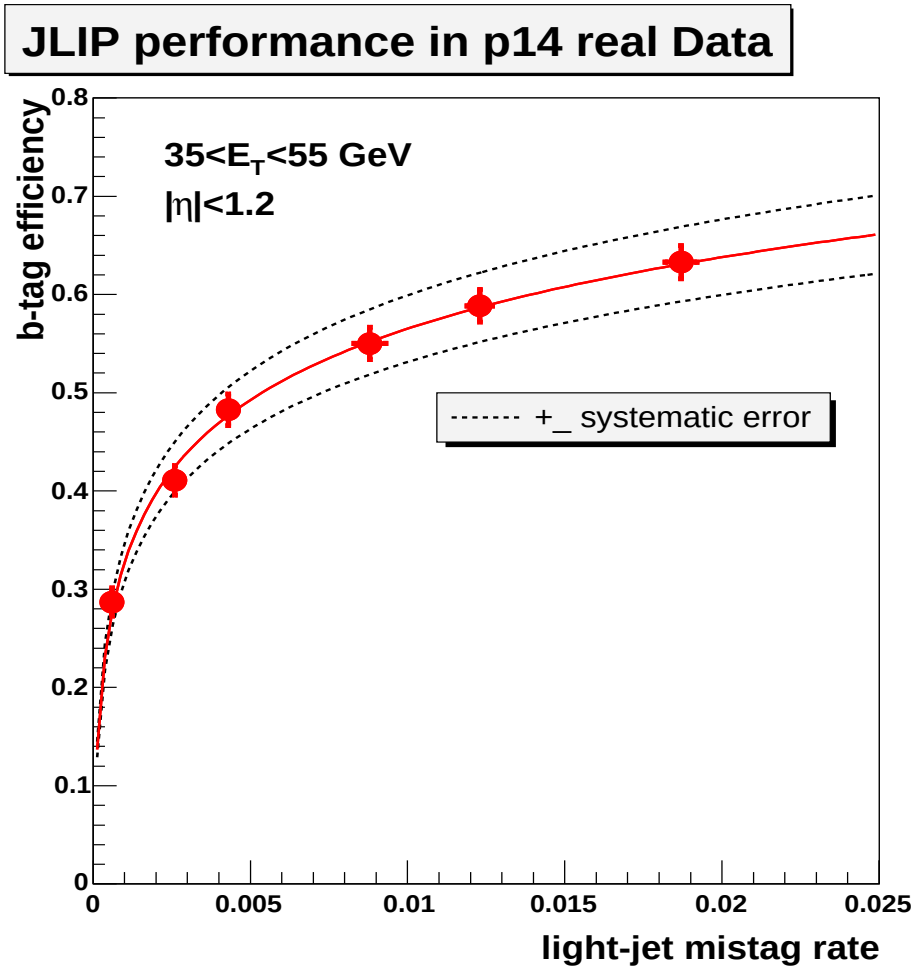


FIG. 4.32 – *La courbe de performance de l'algorithme JLIP a été évaluée dans les données réelles. Les courbes en pointillées indiquent les erreurs systématiques estimées à* ± 1 *écart standard. En partant de la gauche, les* $2^{\text{ième}}$, $3^{\text{ième}}$ *et* $4^{\text{ième}}$ *points correspondent, respectivement, aux coupures «tight», «medium» et «loose» de l'algorithme.*

Aucune différence significative n'est observée entre les différents processus Monte-Carlo (QCD et désintégrations hadroniques du Z). De même les performances des processus inclusifs et semi-leptoniques sont très similaires pour des événements contenant des quarks beaux, mais ce n'est pas le cas des quarks charmés pour lesquels l'efficacité d'étiquetage est plus élevée dans le cas semi-leptonique.
Cette courbe de performance a également été évaluée dans les données réelles et est illustrée par la figure 4.32. L'efficacité d'étiquetage des quarks b a été mesurée en variant la coupure sur $\mathcal{P}^{+}_{jet}$ dans le lot d'événements *muon-in-jet*. L'efficacité d'étiquetage des quarks légers a été évaluée dans les données *jet-trigger* et *EMQcd* pondérées des facteurs correctifs obtenus dans des événements Monte-Carlo

QCD multijets, comme nous l'avons expliqué dans les sections précédentes.

4.9 L'algorithme JLIP dans DØ

L'algorithme $JLIP$ a été dans un premier temps élaboré dans une architecture de traitement des données que nous avons complètement développée en dehors de l'architecture de l'expérience DØ qui était encore trop instable (implémentation des algorithmes de reconstruction des vertex primaires et secondaires, propagations des traces, reconstructions des jets de traces chargées, ...).
L'algorithme $JLIP$ a été implémenté de manière stable dans l'architecture générale du programme de reconstruction des données de DØ (DØ*reco*) à partir de la version `p14`. Il fait à présent partit des outils d'analyses communs et est d'ores et déjà utilisé dans diverses analyses. Citons les mesures de section efficace des processus $W + b\bar{b}$, $Z + b\bar{b}$, $Z \to b\bar{b}$, la recherche de *sbottom* et du boson de Higgs via le processus $WH(\to b\bar{b})$ [20] et évidemment la mesure des propriétés du quark top dont nous allons présenter une mesure de section efficace de production en paires dans le chapitre suivant. Quelques mesures utilisant l'algorithme JLIP sont référerencées dans [125].

4.10 Conclusions

Nous avons présenté un algorithme d'étiquetage des jets qui utilise l'information du paramètre d'impact des traces afin d'identifier les jets issus de la fragmentation des quark beaux : $JLIP$. Cet algorithme a été abondamment étudié dans les données réelles et dans la simulation. Les sources des incertitudes systématiques ont été examinées pour l'ensemble des hypothèses de l'algorithme et des méthodes d'évaluation des efficacités d'étiquetage.
Les performances mesurées dans les données réelles atteignent pour les trois points de fonctionnement «*loose*», «*medium*» et «*tight*», des valeurs de :

$$\begin{aligned} loose: &\quad \varepsilon_b = (55 \pm 2)\ \%, \quad \varepsilon_l = (1.10 \pm\ 0.04)\ \% \\ medium: &\quad \varepsilon_b = (48 \pm 2)\ \%, \quad \varepsilon_l = (0.50 \pm\ 0.05)\ \% \\ tight: &\quad \varepsilon_b = (41 \pm 2)\ \%, \quad \varepsilon_l = (0.30 \pm\ 0.04)\ \% \end{aligned}$$

pour des jets centraux ($|\eta| < 1.2$) d'énergie transverse $35 < E_t < 55$ GeV. Les erreurs correspondent aux incertitudes systématiques qui ont été développées tout au long de ce chapitre.

Les performances actuelles de $JLIP$ sont principalement limitées par l'efficacité de reconstruction des traces. Une amélioration de la simulation de la réponse

du détecteur DØ permettrait également de mieux comprendre le contenu en saveur lourde des lots d'événements utilisés pour évaluer les efficacités d'étiquetage, permettant ainsi de réduire certaines sources d'incertitudes systématiques. Ces améliorations concernent les points pour lesquels les données réelles et la simulation diffèrent sensiblement :

1. la multiplicité de traces dans les jets. Comme nous venons de l'indiquer, l'efficacité de reconstruction des traces dans les jets est mal décrite dans la simulation qui prédit, en moyenne, 1.5 fois plus de traces.
2. la significance du paramètre d'impact des traces, $\mathcal{S}_{IP}$ et la résolution spatiale du vertex primaire.
3. bien que *SystemD* soit la méthode de référence dans DØ pour évaluer l'efficacité d'étiquetage des quarks beaux, il est important de proposer des méthodes alternatives permettant de vérifier la consistance des résultats obtenus. La méthode basée sur l'ajustement des distributions du moment transverse du

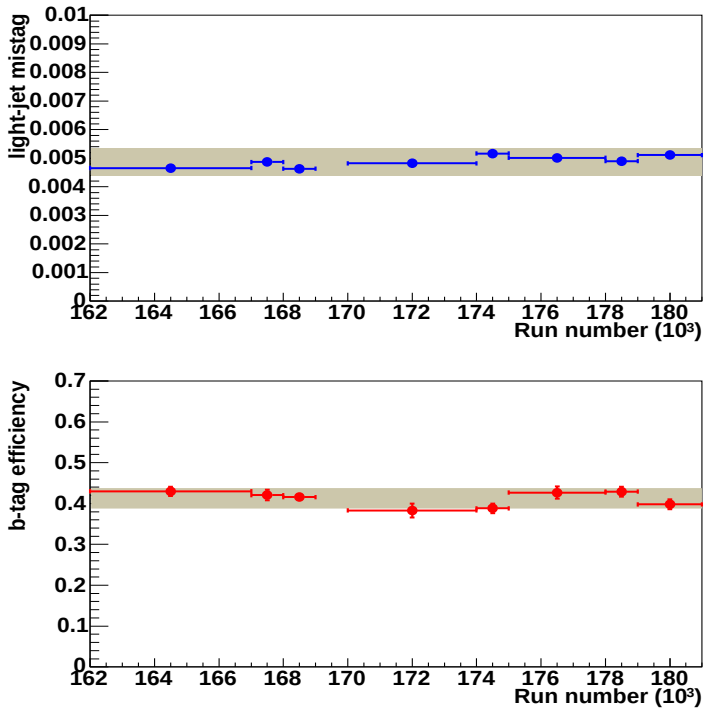


FIG. 4.33 – *Efficacité d'étiquetage dans les lots muon-in-jet et jet-trigger en fonction de la période de prise de données (runs). La bande grisée représente les incertitudes systématiques.*

muon par rapport à l'axe du jet souffre d'une très mauvaise séparation des quarks légers et charmés.

Il existe au sein de l'experience DØ trois autres algorithmes d'identification des quarks beaux :

SVT : (**S**econdary **V**ertex **T**agger) basé sur la reconstruction du vertex de désintégration des hadrons beaux.

CSIP : (**C**ounting **S**igned **I**mpact **P**arameter) basé, comme $JLIP$, sur le paramètre d'impact des traces mais avec une approche discrète.

SLT : (**S**oft **L**epton **T**agger) basé sur la présence d'un muon dans le jet. Le cas de l'électron est beaucoup moins trivial car il est difficile de l'identifier du fait de la grande activité calorimétrique du jet.

L'annexe B décrit ces trois algorithmes ainsi que leurs performances respectives. Les algorithmes $JLIP$, SVT et $CSIP$ possèdent des performances globales très similaires $\varepsilon_b^\mu \sim 52 - 58\%$, $\varepsilon_l \sim 1\%$. Seul l'algorithme SLT souffre d'une efficacité plus réduite puisqu'il requiert la présence d'un muon.

Il semble que l'ensemble des algorithmes aient pleinement exploité les principales possibilités d'amélioration de leur performances respectives. Ces dernières sont tout à fait satisfaisantes au regard des prédictions et des papiers anticipant leur utilisation dans les analyses de physique.
Une amélioration est cependant envisageable si l'on considère la combinaison des algorithmes existants (inclusive ou exclusive). Des études encourageantes sont actuellement en cours et prévoient une amélioration de plus de 10% de l'efficacité d'étiquetage pour une réduction du bruit de fond qui pourrait atteindre un facteur deux [128].
On peut également envisager d'inclure des variables cinématiques supplémentaires tel que le p_t^{rel} des traces, la masse invariante aux vertex secondaires, ...

Nous allons à présent décrire l'analyse qui a mené à la mesure de la section efficace de production $t\bar{t}$ et qui utilise l'algorithme $JLIP$ afin d'identifier les quarks beaux issus de la désintégration des quarks top.

Chapitre 5

De la Beauté à la Vérité

«Quand on y pense, au lieu de s'embêter, il suffirait de compter la moitié des étoiles et de multiplier par deux.»
Le Chat, Philippe Geluck.

Introduction

L'extraction des propriétes du quark top à partir des données collectées au collisionneur Tevatron grâce au détecteur DØ requiert de connaître les modes de production et de désintégration du quark top mais aussi des différents processus contribuant au bruit de fond total.

Les estimations théoriques de ces derniers souffrent d'incertitudes importantes provenant essentiellement des calculs des processus QCD (par exemple W+3 et 4 jets), bruit de fond dominant, qui se restreignent actuellement à des développements au premier ordre (LO), affectant ainsi la précision des mesures de section efficace de production. La cinématique de ces événements est cependant mieux décrite que leur taux de production. Ainsi, les événements *W+jets* produisent des jets à plus grande pseudo-rapidité et avec une énergie plus faible que ceux provenant de la désintégration du quark top qui est un objet massif. De plus, le contenu en quark b des événements $W + jets$ est de l'ordre de quelques pourcents alors qu'il est de 100% pour le quark top !
Il est ainsi possible d'améliorer sensiblement le rapport signal sur bruit en imposant la présence d'au moins un jet étiqueté de beauté et en sélectionnant des objets centraux, de grande énergie. L'analyse qui suit repose sur ces considérations générales.

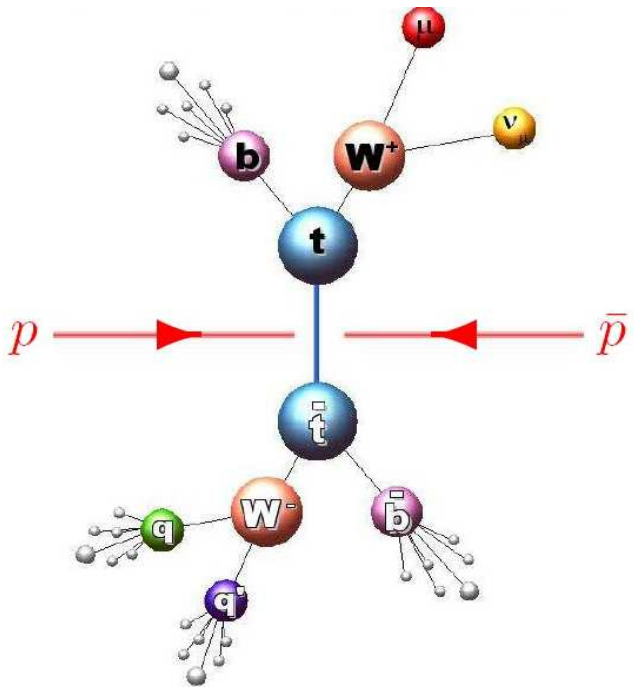


FIG. 5.1 – *Une collision $p\bar{p}$ produit une paire $t\bar{t}$ se désintégrant dans le canal $\mu + jets$.*

5.1 Description de la méthode

Le canal lepton+jets est caractérisé par la signature suivante (cf. figures 5.1 et 5.3) :

1. un lepton (e,μ) isolé de grande impulsion transverse p_t.
2. une importante énergie transverse manquante $\not{E}_t$ provenant du neutrino issu de la désintégration du boson W.
3. quatre jets dont deux sont issus de la fragmentation des quarks beaux, provenant de la désintégration de la paire de quarks top.

Le bruit de fond est essentiellement dominé par des processus QCD que l'on peut séparer en deux contributions :

W+jets : la production d'un boson W est accompagnée de jets issus de l'hadronisation de quarks ou de gluons. La figure 5.2 illustre certains diagrammes contribuant à la production de quatre jets. Ce bruit de fond possède exactement la même signature que la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ dans le canal lepton+jets avec une section efficace comparable.

Multijets : ce bruit de fond provient de la mauvaise identification d'un jet en un électron ou d'un muon mal reconstruit, associé à la production de plusieurs jets. Une mauvaise mesure des objets reconstruits par le calorimètre peut se traduire par une grande énergie transverse manquante, simulant ainsi le neutrino issu de la désintégration du boson W.

Nous considérons également dans cette analyse les contributions provenant de la production de quark top isolé (voie «s » : $tb \rightarrow l + jets$ et voie «t» : $tqb \rightarrow l + jets$) et d'événements dibosons (WW, WZ et ZZ que nous regroupons sous le terme VV). Comme nous le verrons par la suite, ces processus constituent cependant une très faible contribution au bruit de fond total.

Un certain nombre de variables (p_t et isolation du lepton, énergie transverse manquante,...) permettent, dans un premier temps, d'isoler des événements de *type W+jets*. Cette préselection **topologique** discrimine fortement les événements de types $W + jets$ de ceux de type QCD multijets.
Nous séparons ensuite, dans le lot d'événements présélectionnés et pour chaque multiplicité de jets, n, les contributions QCD multijets des événements de type $W + n$ *jets* grâce à la méthode de la matrice décrite dans l'annexe C. Les contributions des bruits de fond mineurs (top isolé et dibosons) et du signal $t\bar{t}$ (paramètre libre de la méthode) sont alors soustraits du nombre d'événements $W + n$ *jets* afin d'obtenir un lot d'événements de type QCD $W + n$ *jets*, comme ceux représentés sur la figure 5.2 dans le cas de la multiplictié à quatre jets.

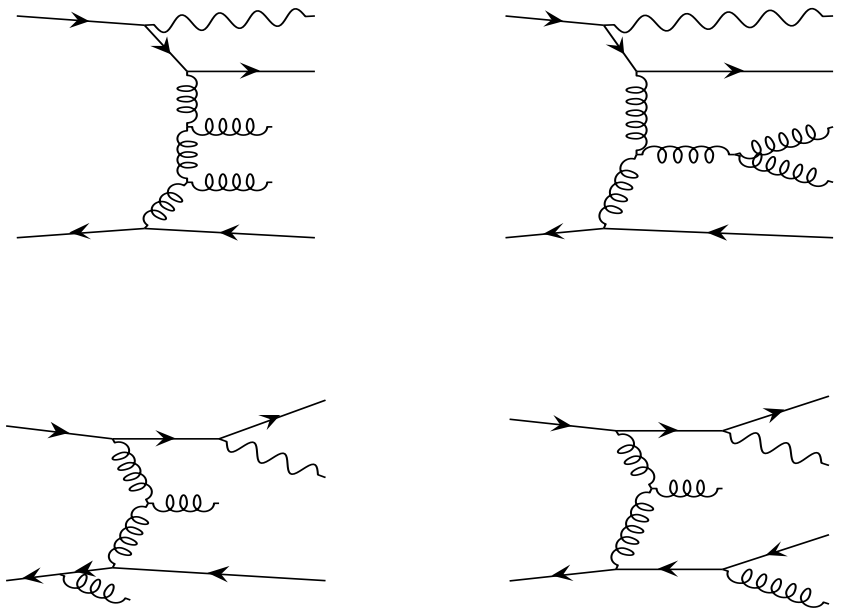


FIG. 5.2 – *Exemple de diagrammes de production d'événements W + 4 jets contribuant principalement au bruit de fond du signal* $t\bar{t} \rightarrow$ *lepton + jets.*

Dans les données réelles, nous appliquons alors l'algorithme d'identification de jets de quarks beaux $JLIP$ dans sa version «*tight*» afin de sélectionner les événements ayant au moins un jet étiqueté de la beauté. L'évaluation du bruit de fond QCD *W+ jets* repose sur la connaissance que nous avons des fractions de jets de saveurs lourdes accompagnant la production de boson W, pour chaque multiplicité de jets.
Pour ce faire, nous utilisons des lots Monte-Carlo avec différentes saveurs de partons accompagnant le boson W ($Wjjjj$, $Wb\bar{b}jj$, $Wcjjj$, ..., où $j = u,d,s,g$). Nous avons montré dans le chapitre 4 que la simulation actuelle de la réponse du détecteur ne permet pas de reproduire convenablement les performances mesurées dans les données réelles des algorithmes d'étiquetage de la beauté. Nous avons ainsi introduit un facteur correctif SF_b qui permet de pondérer les événements simulés (la situation est la même pour la réponse du système de déclenchement).
La section efficace est finalement mesurée pour les événements ayant au moins trois jets, dont au-moins un est étiqueté par $JLIP$.

La méthode employée dans cette analyse se résume ainsi en quatre étapes :

1. une présélection topologique permet d'isoler inclusivement un lot *lepton+jets* (*l+jets présél.* avec $l = e,\mu$) enrichi en événements de type $W + jets$.
2. les contributions QCD multijets sont séparées des autres par *la méthode de la matrice.*
3. les processus QCD $W+jets$ sont normalisés, avant étiquetage, à la contribution

de *type W+jets* obtenue par la méthode de la matrice desquels nous avons soustraits les autres processus ($t\bar{t}$, VV, top isolé), pour chaque multiplicité de jets.

4. la section efficace est finalement extraite à partir du nombre d'événements *étiquetés* ayant au moins trois jets, observés en excès par rapport au nombre d'événements des bruits de fond attendus.

Nous allons dans un premier temps décrire les différents processus Monte-Carlo utilisés dans la description du bruit de fond et du signal. Puis nous rappelerons les critères d'identification et de présélection des objets. Nous évaluerons ensuite le nombre d'événements attendu pour chacune des contributions du bruit de fond lorsque l'algorithme $JLIP$ leur est appliqué. Nous détaillerons enfin la procédure d'extraction de la section efficace $\sigma_{t\bar{t}\rightarrow l+jets}$ et discuterons les sources des incertitudes systématiques.

5.2 Les lots Monte-Carlo utilisés pour le signal et les bruits de fond

Tous les processus Monte-Carlo, signal et bruits de fond que nous avons énumérés dans le paragraphe précédent, ont été simulés à l'aide des programmes suivants :

Alpgen 1.2 : a été utilisé afin de calculer les éléments de matrice (ME) LO pour les différentes configurations partoniques finales (jusqu'à quatre) [137]. Dans le cas de la production de top isolé, le programe SingleTop [138, 139] basé sur CompHEP [140] remplaça Alpgen.

Pythia 6.2 : la simulation des interactions des partons spectateurs et l'hadronisation ont été confiées à Pythia ainsi que la radiation de gluons additionels dans les états initiaux (ISR) et finaux (FSR) pour laquelle aucune contrainte ne fut appliquée sur le moment transverse des gluons.

pdf : Les fonctions de distribution des partons des protons et des antiprotons correspondent à la version CTEQ6.1M pour Alpgen, la version CTEQ6M pour CompHEP et CTEQ5L pour Pythia [142].

EvtGen: qui a été ajusté en fonction des récentes mesures de **BaBar**, **Belle** et **CLEO**, a été utilisé pour décrire au mieux les rapports d'embranchement des états B^0,B^+,B_s^0,B_c^+ et Λ_b [11].

Tauola: a été utilisé pour décrire la désintégration des leptons τ [143].

Un problème, que nous dénoterons à présent par problème «TuneA» [144] fut découvert au niveau de l'interface ALPGEN-PYTHIA. Il s'avéra que le mécanisme de modélisation des interactions des partons spectateurs fut malencontreusement désactivé pour la quasi-totalité des lots Monte-Carlo produits au moment de l'analyse. Seul certains lots d'événements ont pu néanmoins être reproduits à temps. Nous indiquerons par la suite si un lot est affecté ou non par ce problème.
Nous allons à présent décrire plus en détails les caractéristiques de chacun des processus Monte-Carlo générés utilisés dans cette analyse. Rappelons qu'à tous ces processus sont superposés des événements *minimum-bias* selon une distribution de Poisson de valeur moyenne 0.8. Comme nous l'avons déjà indiqué, la simulation des niveaux de déclenchement ne reproduit pas correctement les efficacités observées dans les données, nous n'avons ainsi pas utilisé TRIGSIM.

5.2.1 Le signal $t\bar{t}$

Les événements $t\bar{t}$ (leptons +jets et dileptons) ont été générés à l'aide de ALPGEN interfacé avec PYTHIA. La masse du quark top fut fixée à 175 GeV/c^2 pour les principaux lots. L'échelle de génération des processus est fixée à $Q = m_{top}$.
Les lots Monte-Carlo contiennent tous les états finaux suivant, caractérisés par la désintégration des bosons W : lepton+jets ($t\bar{t} \rightarrow l + jets$) et dileptons ($t\bar{t} \rightarrow ll$). Les leptons incluent e, μ et les τ qui se désintègrent en e ou μ. Afin d'étudier la sensibilité de la mesure de la section efficace à la masse du quark top, un ensemble de lots d'événements lepton+jets a été généré aux masses m_t = 150, 160, 170, 175, 180, 190 et 200 GeV/c^2.
Tous ces lots étaient affectés du problème TuneA, seul les lots de masse 175 GeV/c^2 pour les états finaux leptons+jets et dileptons ont pu être regénérés à temps.

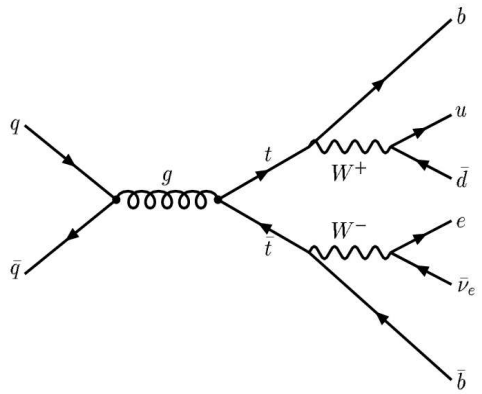


FIG. 5.3 – *Diagramme de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ dans le canal e+jets.*

5.2.2 Les bruits de fond

Nous allons à présent passer en revue les bruits de fond considérés dans cette analyse. Ils incluent la production de top isolé, de dibosons, de processus $W + jets$ et $Z + jets$.

La production électrofaible de top

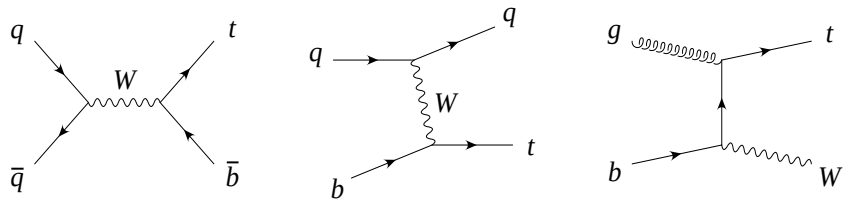


FIG. 5.4 – *Diagramme de production du quark top par interaction faible*

Comme nous l'avons précédemment indiqué, les programes CompHEP et SingleTop ont été utilisés pour la production électrofaible du quark top. SingleTop offre à présent les possibilités de :

1. s'affranchir des problèmes liés au double comptage (nous discuterons de ce problème dans le cas de la génération des processus $W + jets$).
2. prendre en compte les principales corrections NL0 et permet d'en reproduire les distributions [146].
3. inclure les corrélations de spin entre les quarks top et les produits de désintégration [147].
4. l'interface CompHEP-Pythia des Accords des Houches [148] est utilisée pour le traitement du reste de l'événement.

Les échelles de génération ont été fixées à $Q = 175$ GeV/c^2 pour la voie «s» et $Q = 175/2$ GeV/c^2 pour la voie «t». Ce choix d'échelles est motivé par le fait que les calculs de sections efficaces LO sont alors au plus près de celles à l'ordre NLO. Ces événements ne sont pas affectés par le problème TuneA.

Dibosons

Les lots suivants ont été générés :

$ZZ \to lljj$, $WZ \to lljj$, $WZ \to l\nu jj$, et $WW \to l\nu jj$ où $l = e$, μ, τ, les τ se désintégrant inclusivement. L'échelle Q est fixée à la moyenne des masses des bosons dans l'état final. Étant donné que Alpgen ne fournit que les sections efficaces LO, nous leurs avons appliquée des corrections NLO [149] (facteur K_{NLO}[1]).

1. où $K_{NLO} = \sigma_{NLO}/\sigma_{LO}$.

W+jets

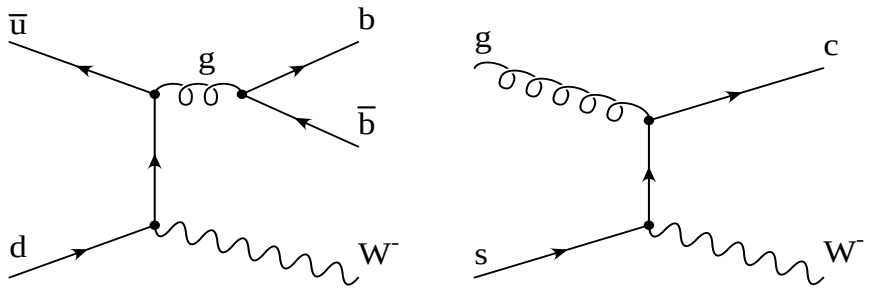


FIG. 5.5 – *Diagrammes de production* $p\bar{p} \to Wb\bar{b}$ *et* $p\bar{p} \to Wc$.

Ces processus contribuent au bruit de fond principal. Ils proviennent de la production associée d'un boson W et de partons. Différents modes sont possibles, la figure 5.5 en illustre deux.
Les événements $W + jets$ ont été générés avec ALPGEN. Ce modèle s'est montré plus correct que le précédent VECBOS [145] utilisé dans les analyses de 2003, bien que les calculs restent bornés au premier ordre (LO). Il permet en outre de produire séparément des lots d'événements avec des combinaisons variables de saveurs de quark. Nous avons ainsi par exemple les lots suivants pour les événements $W{+}4jets$: $Wjjjj$, $Wcjjj$, $WccJj$ et $WbbJj$, où j représente l'un des quarks u, d, s ou g, et J inclut en plus le quark c[2]. L'échelle de génération est fixée à $Q = M_W/2$.

Les processus W + *saveur lourdes* n'ont subi aucune coupure au niveau de la génération contrairement aux processus W + *légers* dont les principales caractéristiques sont résumées dans la table 5.1.

Paramètre de génération	
PDF	CTEQ6.1M
Q^2	$(M_W/2)^2$
p_t^{parton}	> 12 GeV/c
$\|\eta^{parton}\|$	< 2.7
$\Delta R(parton,parton)$	> 0.4
p_t^{lepton}	> 12 GeV/c
$\|\eta^{lepton}\|$	< 2.7
p_t^{ν}	> 8 GeV/c

TAB. 5.1 – *Les coupures imposées aux paramètres de génération pour des événements W+légers*

2. Les processus $Wcccc$, $Wbbcc$ et $Wbbbb$ n'ont pas été considérés car leur section efficace respective est négligeable.

Dans le cas des processus $W + jets$, aucune association entre les partons générés et les jets partoniques créés au début de la phase d'hadronisation par PYTHIA n'a été appliquée faute d'information suffisante stockée dans les données simulées, laissant ainsi la voie ouverte à des problèmes de double comptage d'événements. Nous reviendrons plus en détails sur ce point dans le paragraphe suivant.

processus	σ (pb)	processus	σ (pb)	processus	σ (pb)	processus	σ (pb)
Wj	424.90	Wjj	126.81	$Wjjj$	32.48	$Wjjjj$	8.89
Wc	16.01	Wcj	7.60	$Wcjj$	2.38	$Wcjjj$	0.64
		$Wb\bar{b}$	4.61	$Wb\bar{b}J$	2.00	$Wb\bar{b}Jj$	0.81
		$Wc\bar{c}$	11.43	$Wc\bar{c}J$	4.68	$Wc\bar{c}Jj$	1.93

TAB. 5.2 – *Les processus $W+jets$ et leurs sections efficaces respectives telles qu'elles sont données par* ALPGEN *: j représente les jets légers (u,d,s et g) et J représente les jets non-b (légers et/ou c).*

Les sections efficaces correspondant aux différents processus $W + jets$ sont résumées dans le tableau 5.2. Elles sont classées en fonction du nombre de partons accompagnant la production du boson W. Les sections efficaces des autres bruits de fond ainsi que leur rapport d'embranchement et les corrections K_{NLO} respectives sont indiqués dans la table 5.3.

processus	σ (pb)	K_{NLO}	BR	
			μ	e
$tb \to \ell\nu bb$	0.88	-	0.1253	0.1259
$tbq \to \ell\nu bbj$	1.98	-	0.1253	0.1259
$WW \to \ell\nu jj$	2.04	1.31	0.3912	0.3928
$WZ \to \ell\nu jj$	0.61	1.35	0.3912	0.3928
$WZ \to jj\ell\ell$	0.18	1.35	0.4390	0.4417
$ZZ \to jj\ell\ell$	0.16	1.28	0.4390	0.4417

TAB. 5.3 – *Les sections efficaces* LO *de productions des bruits de fond (sauf $W+jets$) et leur facteur correctif* NLO *et rapport d'embranchement, BR, respectifs utilisés dans l'analyse pour chaque canal.*

Z+jets

Le bruit de fond des événements de type $Z + jets$ est principalement éliminé par les critères de présélection des processus $W + jets$ car il n'y a pas de grande énergie transverse manquante $\not{E}_t$ dans ces événements. Comme nous le verrons dans le paragraphe 5.4, nous appliquons de plus un veto sur la présence d'un deuxième lepton. Ainsi dans le cas du canal $e + jets$, seuls les événements dont à la fois l'un

des électrons est mal identifié comme un jet et dont l'énergie transverse manquante $\not{E}_t$ est mal évaluée auront la topologie requise.
Ainsi, si nous supposons que les processus $Z + jets$ et $W + jets$ sont accompagnés des même fractions de saveur lourdes, la présence d'événements $Z + jets$ sera prise en compte dans les processus $W + jets$ lorsque nous renormaliserons ces derniers par rapport aux données réelles (cf. paragraphe 5.6 sur l'évaluation des bruits de fond.)

5.2.3 La composition en saveur des processus *W+jets*

Comme nous l'avons indiqué dans le paragraphe précédent, ALPGEN est basé sur des calculs d'éléments de matrice (ME) qui ont l'avantage, par rapport à PYTHIA de mieux décrire le rayonnement de gluons énergiques produits à grand angle par rapport au quark. ALPGEN est ensuite interfacé avec PYTHIA pour le traitement de la phase d'hadronisation. Ceci permet d'accorder avec l'expérience, les taux de production et le spectre en énergie des jets calculés à l'ordre NLO jusqu'aux événements *W + 2 jets*.

Il y a ici quelques aspects théoriques qu'il nous faut considérer si l'on veut produire un lot inclusif d'événements QCD $W + jets$ réaliste à partir de lots exclusifs *W + n jets*.
En effet, l'évolution d'un parton vers un jet de partons de la phase d'hadronisation[3] n'est pas triviale et peut mener, entre autre, à de sérieuses complications quant à l'évaluation des fractions de saveurs dans les processus *W+jets*, laissant ainsi la porte ouverte à des sources d'erreurs systématiques non négligeables ; deux points distincts sont alors à prendre en considération:

1. les processus pour lesquels les masses des partons sont fixées à 0 (par ex. *W+jets légers*) doivent satisfaire à certaines coupures imposées à la génération si l'on veut s'affranchir de divergences dues à la production de gluons *mous* ($p_t^{min}(parton) \rightarrow 0$) et/ou collinéaires ($\Delta R(parton,parton) \rightarrow 0$).
   Or, les sections efficaces de ces processus dépendent sensiblement de ces coupures ; elles varient de plus de 50% pour la production de jets. Il est cependant possible d'atténuer fortement ces sources d'erreurs en appliquant une procédure d'**association** des partons générés avec les jets partoniques créés au début de la phase d'hadronisation [150].
   Comme nous l'avons précédemment indiqué, l'information requise au niveau partonique par cette procédure afin de reconstruire des jets de partons, n'était pas disponible dans les données simulées. Nous avons ainsi décidé d'associer les jets reconstruits aux partons générés (ME), pour les processus auxquels des

3. Dans la littérature, on parle de «*Shower evolution*» et de «*parton → shower merging algorithm*».

coupures de génération ont été imposées ($p_t^{min}(parton)$ et/ou $\Delta R(parton,parton)$).

2. un second problème se pose dans le cas où un processus de multiplicité partonique donnée contribue dans l'état final à différentes multiplicités de jets reconstruits. Ceci est par exemple possible lorsque :

   A. des jets formés par les partons finaux ne satisfont pas aux coupures d'acceptance et de sélection ; ils sont soit trop mous ($E_t < 15$ GeV) soit dans les régions avant (arrière) du détecteur ($|\eta| > 2.5$). Cet effet peuple les multiplicités de jets reconstruits inférieures à la multiplicité de partons initiale.

   Le problème posé par la sélection des jets est pris en compte à la génération et est correctement décrit par le calcul des éléments de matrice ME puisque nous n'avons pas imposé, dans la mesure du possible, de coupures aux partons initiaux ($\Delta R(parton,parton)$). Nous autorisons ainsi des événements $Wb\bar{b}$ et $Wc\bar{c}$ à contribuer également aux processus $W(b\bar{b})$ et $W(c\bar{c})$ qui représentent les événements pour lesquels les deux partons sont inclus dans le même jet, ou dans le cas où l'un des partons ne satisfait pas les coupures de sélection.

   B. un parton dans l'état final peut rayonner des gluons énergiques pendant la phase d'hadronisation de Pythia, contribuant ainsi à augmenter la multiplicité finale de jets. Ceci est d'autant plus vrai pour les processus *W+ jets légers* puisque l'espace de phase accessible est plus étendu. Cependant la cinématique de ces émissions n'est pas correctement décrite par Pythia [78].

   Ce dernier effet est en fait déjà pris en compte lors de la génération des processus de multiplicité supérieure, par exemple le processus $Wb\bar{b}(b \to bg)$ est déjà généré via l'élément de matrice ME du processus $Wb\bar{b}g$. Il nous faut ainsi veiller à éviter de compter deux fois ces processus en rejetant les événements dont la muliplicité de jets est plus grande que celle des partons à la génération.

En prenant en compte toutes ces considérations, nous avons établi une procédure d'association partonique aux jets reconstruits qui se résume ainsi :

1. la saveur d'un jet est assignée en associant un méson de cette saveur dans un cône de rayon $\Delta R = 0.5$ autour de l'axe du jet, comme indiqué dans le paragraphe 4.5.1.
2. pour les processus $Wb\bar{b}$, $Wc\bar{c}$, $W + nj$ ($n = 1,2,3,4$), le nombre de jets reconstruits doit être strictement égal au nombre N initial de partons ME.
3. pour les processus $W(b\bar{b})$, $W(c\bar{c})$, $Wb\bar{b} + X$ et $Wc\bar{c} + X$ le nombre de jets reconstruits doit être égal à N ou $N - 1$ (si l'un des partons b (c) ne satisfait pas les critères de sélection).

4. nous requérons l'association d'autant de jets de saveur légère qu'il y a de partons légers dans le processus ME à l'exception des processus à quatre jets dont nous parlerons plus en détails dans la suite.
5. les jets de saveurs lourdes ne sont pas associés à des partons ME pour les lots $Wb\bar{b}Jj$, $Wc\bar{c}Jj$, pour lesquels aucune coupure n'a été appliquée à la génération. Par contre dans le cas des processus $Wc+X$, le quark c aura été nécessairement généré avec des coupures, la procédure d'association est donc appliquée à ces événements.

	W+1jet	W+2jets	W+3jets	W+≥4 jets
W+légers	Wj	Wjj	$Wjjj$	$Wjjjj$
W+lourds	$W(bb)$	$W(bb)j$	$W(bb)jj$	$W(bb)jjj$
	$W(c\bar{c})$	$W(c\bar{c})j$	$W(c\bar{c})jj$	$W(c\bar{c})jjj$
	Wc	Wcj	$Wcjj$	$Wcjjj$
		$Wb\bar{b}$	$Wb\bar{b}J$	$Wb\bar{b}Jj$
		$Wc\bar{c}$	$Wc\bar{c}J$	$Wc\bar{c}Jj$

TAB. 5.4 – *une procedure de classification des processus $W + jets$ en fonction de la saveur et de la multiplicité de jets a été élaborée ce qui permet de tenir compte des problèmes théoriques sous-jacents à leur modélisation. j représente l'un des partons u,d,s,g et J représente les partons u,d,s,g,c.*

L'ensemble de ces considérations permet d'obtenir la classification en fonction de la saveur et de la multiplicité de jets des processus $W + jets$ décrite dans la table 5.4.

Nous pouvons ainsi évaluer la fraction relative de chaque processus dans chacune des multiplicités de jets pour les événements satisfaisant aux critères de présélection des deux états finaux $e + jets$ et $\mu + jets$ qui seront explicités dans le paragraphe suivant.

Seul un dernier problème, d'ordre technique, reste à traiter ; en effet nous ne possédons pas de lots d'événements Monte-Carlo $W + 5jets$. Leurs contributions aux multiplicités à quatre jets, via $W(b\bar{b}) + 3jets$ et $W(c\bar{c}) + 3jets$, fait ainsi défaut et nous ne pouvons donc estimer correctement les fractions relatives de ces derniers. Nous avons alors décidé de calculer les sections efficaces effectives, σ^{eff}, de ces processus en extrapolant la fraction d'événements *W+légers* dans la multiplicité à quatre jets à partir de celle obervée dans les trois premières. Ceci est illustré par la figure 5.6. L'incertitude sur cet ajustement est conservativement fixée à la différence des valeurs observées entre les fractions des multiplicités à trois et quatre jets.
Finalement, la fraction d'un processus i pour une multiplicité de jets n, est déterminée de la manière suivante :

$$F_{i,n} = \frac{\sigma_i^{eff}}{\sum_n \sigma^{eff}} \tag{5.1}$$

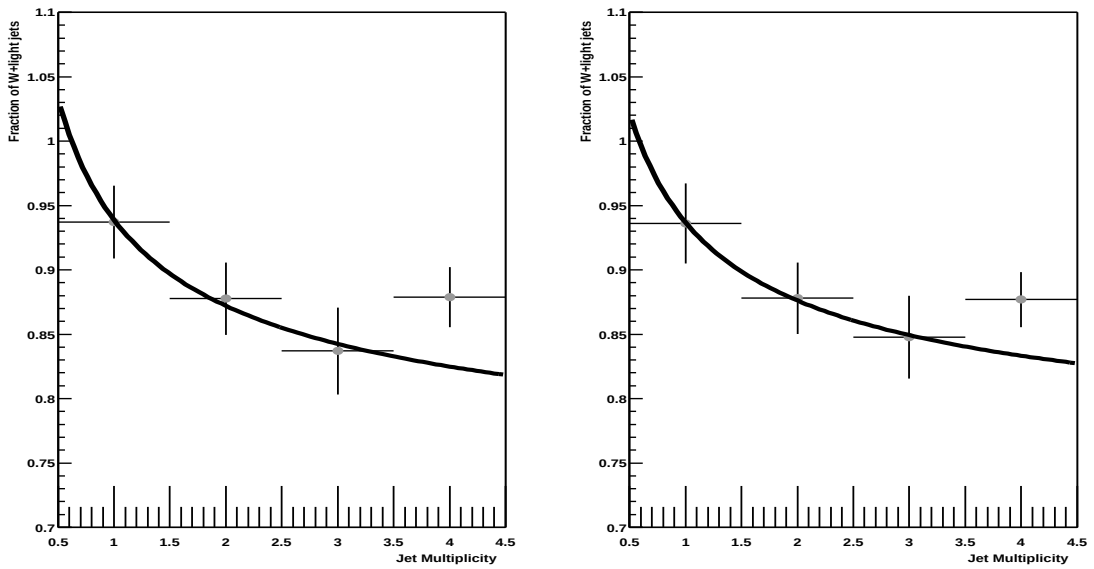


FIG. 5.6 – *Les fractions relatives des processus W+légers sont extrapolées à partir des multiplicités de 1, 2 et 3 jets pour chaque canal* $e + jets$ *(à gauche) et* $\mu + jets$ *(à droite). Les points situés au-dessus de la courbe dans la multiplicité à 4 jets correspondent dans les deux figures à la fraction d'événements W+légers lorsque les processus* $W(b\bar{b}) + 3jets$ *et* $W(c\bar{c}) + 3jets$ *sont omis.*

où σ^{eff} tient compte de la présélection, des déclenchements et de la procédure d'association partonique que nous avons décrite précédemment. Nous supposons aussi que la section efficace effective pour $W(c\bar{c})$ est 1,5 fois plus grande que celle de $W(b\bar{b})$ pour la multiplicité à quatre jets (c'est ce qui est observé dans les trois autres multiplicités) ; utilisant alors la fraction de *W+légers* extrapolée, nous obtenons la section efficace effective des processus $W(b\bar{b})$ et $W(c\bar{c})$.

Ainsi les fractions relatives de chaque processus contribuant à la multiplicité de quatre jets ont été calculées en utilisant leur section efficace effective respective. Elles sont rassemblées dans les tables 5.5 et 5.6 pour chacun des canaux d'analyse.

Processus	W+1jet	W+2jets	W+3jets	W+≥4jets
$F_{Wb\bar{b}}$		$(0.81 \pm 0.04)\%$	$(1.53 \pm 0.09)\%$	$(2.56 \pm 0.17)\%$
$F_{Wc\bar{c}}$		$(1.00 \pm 0.08)\%$	$(1.97 \pm 0.14)\%$	$(3.33 \pm 0.43)\%$
$F_{W(b\bar{b})}$	$(0.65 \pm 0.03)\%$	$(1.19 \pm 0.04)\%$	$(1.77 \pm 0.07)\%$	$(1.87 \pm 0.74)\%$
$F_{W(c\bar{c})}$	$(1.03 \pm 0.05)\%$	$(1.91 \pm 0.07)\%$	$(2.84 \pm 0.18)\%$	$(2.80 \pm 1.1)\%$
F_{Wc}	$(4.71 \pm 0.19)\%$	$(7.01 \pm 0.27)\%$	$(6.32 \pm 0.31)\%$	$(5.31 \pm 0.33)\%$
F_{W+l}	$(93.6 \pm 2.80)\%$	$(88.1 \pm 2.8)\%$	$(85.6 \pm 3.30)\%$	$(84.1 \pm 2.3)\%$

TAB. 5.5 – *Les fractions des différents processus $W + njets$ contribuant aux multiplicités de jets n dans le canal $\mu + jets$. Seules sont indiquées les incertitudes dues à la statistique limitée des lots Monte-Carlo.*

Processus	W+1jet	W+2jets	W+3jets	W+≥4jets
$F_{Wb\bar{b}}$		$(0.87 \pm 0.05)\%$	$(1.34 \pm 0.09)\%$	$(2.20 \pm 0.17)\%$
$F_{Wc\bar{c}}$		$(1.11 \pm 0.08)\%$	$(2.11 \pm 0.16)\%$	$(3.43 \pm 0.46)\%$
$F_{W(b\bar{b})}$	$(0.69 \pm 0.02)\%$	$(1.23 \pm 0.04)\%$	$(2.00 \pm 0.08)\%$	$(2.27 \pm 0.82)\%$
$F_{W(c\bar{c})}$	$(1.10 \pm 0.05)\%$	$(1.91 \pm 0.07)\%$	$(2.71 \pm 0.18)\%$	$(3.40 \pm 1.2)\%$
F_{Wc}	$(4.50 \pm 0.17)\%$	$(6.80 \pm 0.27)\%$	$(7.21 \pm 0.36)\%$	$(5.30 \pm 0.35)\%$
F_{W+l}	$(93.7 \pm 2.80)\%$	$(88.1 \pm 2.8)\%$	$(84.6 \pm 3.40)\%$	$(83.4 \pm 2.5)\%$

TAB. 5.6 – *Les fractions des différents processus $W + njets$ contribuant aux multiplicités de jets n dans le canal $e + jets$. Seules sont indiquées les incertitudes dues à la statistique limitée des lots Monte-Carlo.*

5.3 Identification des objets

L'ensemble des critères d'identification et de sélection, incluant également les études de déclenchement, est détaillé dans les références [129, 130].
Nous nous attachons ici à en rappeler les principales caractéristiques. Les critères de sélection des leptons (e,μ) ont été définis afin d'optimiser leur isolation, permettant ainsi d'augmenter la pureté du lot d'événements présélectionnés en événements de *type W+jets*.

Le vertex primaire

La description de la reconstruction du vertex primaire a été présentée dans le chapitre 1.8.2, et sa sélection reprend celle du chapitre 4 : il doit posséder au moins trois traces et être situé dans la région effective du détecteur SMT ($|z_{PV}| \leq 60$ cm).

L'efficacité de sélection du vertex primaire a été mesurée dans les lots d'événements présélectionnés en omettant la coupure sur la distance maximum entre le lepton et la position du vertex primaire le long le l'axe z ($|\Delta z(lepton,PV)| < 1$ cm), la coupure σ_{dca} dans le canal $\mu + jets$ et la coupure sur la vraisemblance dans le canal $e + jets$ (nous décrirons en détail l'ensemble de ces coupures dans le paragraphe 5.4 traitant de la présélection des objets).
La table 5.7 indique les efficacités de sélection du vertex primaire en fonction de la multiplicité de jets par événement dans les données réelles et la table 5.8 indique les efficacités correspondantes des événements ayant 3 ou ≥ 4 jets pour les différents processus Monte-Carlo utilisés dans l'analyse.

Nous constatons tout d'abord que cette efficacité est plus élevée dans le canal $e + jets$; ceci s'explique par le fait que la trace associée au lepton provient plus souvent du vertex primaire pour un électron que pour un muon. Une méthode alternative a été testée ; elle consiste à mesurer cette efficacité dans un lot d'événements $Z + jets$ (des facteurs correctifs sont introduits afin de tenir compte des différences entre les topologies d'événements $t\bar{t}$ et $Z + jets$). Cette méthode donne des résultats compatibles avec ceux présentés ici [129].

Bien qu'étant très similaire entre les processus $t\bar{t}$, VV et $W + jets$, nous voyons clairement que l'efficacité de sélection du vertex primaire diffère sensiblement entre données réelles et simulées. Nous avons ainsi utilisé les efficacités de la table 5.7 dans le calcul de l'efficacité de présélection totale de l'ensemble des processus indiqués dans la table 5.8.

canal $e + jets$				
	ε^{reco}	ε^{z}	$\varepsilon^{N_{traces}}$	ϵ^{total}
$N_{jet} = 1$	98.4 ± 0.1	96.8 ± 0.1	98.5 ± 0.1	93.8 ± 0.2
$N_{jet} = 2$	98.6 ± 0.1	96.9 ± 0.2	98.9 ± 0.1	94.6 ± 0.3
$N_{jet} = 3$	99.1 ± 0.2	97.1 ± 0.35	99.2 ± 0.2	95.5 ± 0.45
$N_{jet} \geq 4$	99.2 ± 0.35	96.5 ± 0.65	99.6 ± 0.25	95.3 ± 0.75
canal $\mu + jets$				
	ε^{reco}	ε^{z}	$\varepsilon^{N_{traces}}$	ε^{total}
$N_{jet} = 1$	97.5 ± 0.2	95.0 ± 0.3	98.25 ± 0.17	91.01 ± 0.35
$N_{jet} = 2$	97.7 ± 0.3	94.3 ± 0.4	98.28 ± 0.25	90.51 ± 0.54
$N_{jet} = 3$	98.1 ± 0.5	95.8 ± 0.75	99.13 ± 0.36	93.21 ± 0.92
$N_{jet} \geq 4$	98.4 ± 0.9	95.6 ± 1.5	100.00 ± 0.6	94.02 ± 1.7

TAB. 5.7 – *L'efficacité (%) de sélection du vertex primaire mesurée en fonction de la multiplicité de jets dans les lots d'événements $e + jets$ et $\mu + jets$ présélectionnés dans les données réelles. ε^{reco}, ε^{z} et $\varepsilon^{N_{traces}}$ correspondent, respectivement, aux efficacités de reconstruction et des coupures $|\Delta z(lepton,PV)| < 1$ cm et $N_{traces} \geq 3$.*

Les électrons

Les électrons sont sélectionnés selon les critères définis par le groupe *EM Id* présentés dans le paragraphe 1.8.4. Ils sont qualifiés de :

loose : s'ils satisfont aux critères "loose" du groupe *EM Id* et s'ils sont de plus associés à une trace reconstruite dans les détecteurs SMT et CFT.

tight : une fonction de vraisemblance, $\mathcal{L}^{lhood}$, a été définie pour améliorer l'isolation des électrons [132]. Elle dépend de six variables : χ^2 de l'ajustement spatial de l'électron et de la trace qui lui est associée, du rapport E_t/p_t, de la H-Matrix8, de la fraction électromagnétque f_{EM} dans le calorimètre, de la distance de plus proche approche de la trace (dca) et enfin de la distance dans l'espace (η,ϕ) du second objet électromagnétique le plus proche.
Les électrons, *"loose"*, sont ainsi qualifié de *tight* s'ils satisfont de plus à la coupure sur la vraisemblance : $\mathcal{L}^{lhood} > 0.75$ pour les électrons dans le calorimètre central ($|\eta| < 1.1$).

L'efficacité de la coupure sur la vraisemblance pour des électrons *loose*, provenant

	canal $e + jets$		canal $\mu + jets$	
Processus	$N_{jet} = 3$	$N_{jet} \geq 4$	$N_{jet} = 3$	$N_{jet} \geq 4$
$t\bar{t}$	98.1 ± 0.3	98.0 ± 0.2	98.1 ± 0.3	98.0 ± 0.3
W+légers	97.7 ± 0.4	97.9 ± 0.2	98.0 ± 0.3	98.1 ± 0.2
tqb	97.4 ± 0.4	98.6 ± 0.5	98.1 ± 0.3	98.8 ± 0.4
tb	98.3 ± 0.3	97.7 ± 0.5	98.0 ± 0.4	97.8 ± 0.8
$WW \rightarrow l\nu jj$	96.8 ± 1.1	100.0 ± 1.5	97.8 ± 0.4	97.8 ± 2.5
$WZ \rightarrow l\nu jj$	96.0 ± 1.0	97.0 ± 3.5	98.1 ± 0.8	100.0 ± 1.0
$WZ \rightarrow jjll$	97.0 ± 2.0	100.0 ± 2.0	97.0 ± 0.8	100.0 ± 1.0
$ZZ \rightarrow jjll$	98.0 ± 1.0	100.0 ± 1.0	98.6 ± 1.5	100.0 ± 0.5

TAB. 5.8 – *L'efficacité (totale) de sélection du vertex primaire mesurée dans les lots d'événements présélectionnés $e + jets$ et $\mu + jets$ pour les différents processus Monte-Carlo, en fonction de la multiplicité de jets par événement.*

d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$ est estimée à[4] :

$$\varepsilon_{lhood}^{CC} = 89.1 \pm 0.4\ (stat.) \pm 0.5\ (syst.)\%$$

Les muons

Les muons sont sélectionnés selon les critères *medium* du groupe *Muon-Id* [133](cf. paragraphe 1.8.5) et doivent de plus satisfaire aux critères suivants :

1. nseg= ± 3, signifiant qu'il sont reconstruits en associant des segments des couches A et BC du système à muon. Ce critère rejète environ 10% des muons *medium* mal reconstruits de grand p_t qui sont principalement situés dans la région sous le détecteur, où la couverture du spectromètre à muons n'est pas complète.
2. des coupures en temps sont appliquées aux impacts du muon dans les scintillateurs afin de rejeter des événements *cosmiques*. Les coupures par défaut de MuoCandidate p14 sont utilisées ; elles requièrent que les différences en temps des scintillateurs A et BC satisfont : $|t_A| < 5$ ns et $|t_{BC}| < 5$ ns.
3. avoir une trace associée dans les détecteurs de traces avec : $\chi^2/NDF < 4$ pour l'ajustement central et $|\eta^{trace}| < 2$.
4. le paramètre d'impact dans le plan transverse (*dca*) doit être inférieur à trois écarts standards afin de rejeter les muons issus de la désintégration semi-leptonique de hadrons beaux ou charmés et qui ont une trace associée déplacée par rapport au vertex primaire.

4. La coupure devient : $\mathcal{L}^{lhood} > 0.8$, et l'efficacité correspondante est de : $\varepsilon_{lhood}^{EC} = 86.3 \pm 0.7\ (stat.)\%$ pour la région EC, mais cette dernière a été exclue de l'analyse car elle souffre encore d'incertitudes trop importantes.

Les muons sont, comme les électrons, qualifiés de *loose* et de *tight* s'ils satisfont de plus aux critères d'isolation suivants [134] :

loose : s'ils satisfont à l'ensemble des critères ci-dessus et si : $\Delta R(\mu,jet) > 0.5$.

tight : s'ils satisfont de plus à :

A. $\mathsf{Rat11} = \mathsf{Halo(0.1,0.4)/p_t} < 0.12$, où $\mathsf{Halo(0.1,0.4)}$ représente la somme de l'énergie transverse E_t de tous les cellules électromagnétiques[5] dans un cône creux de rayon interne $\Delta R = 0.1$ et externe $\Delta R = 0.4$ autour de la direction du muon.

B. $\mathsf{Rattrk} = \mathsf{TrkCone(0.5)/p_t} < 0.12$, où $\mathsf{TrkCone(0.5)}$ représente la somme du moment transverse p_t, de toutes les traces incluts dans un cône de rayon $\Delta R = 0.5$ par rapport à la direction du muon. Si parmi ces traces l'une est associée au muon, elle est exclue de la somme.

Ces deux variables permettent de séparer deux catégories de muons qui ont des spectres en p_t différents, correspondant à différents modes de production : les muons issus de la désintégration semi-leptonique de hadrons beaux ou charmés à basse impulsion transverse, et les muons issus de la désintégration de W à plus haute impulsion transverse.

Les leptons ainsi sélectionnés doivent finalement satisfaire à la coupure :
$\Delta z(lepton,PV) < 1$ cm, qui permet par exemple dans le cas des muons de s'affranchir de candidats dont la mesure de l'impulsion transverse est erronée et de fait souvent très grande ($p_t > 200$ GeV/c).

Les jets

Une procédure de séparation des objets électromagnétiques est de plus appliquée après la sélection des jets qui est décrite dans le chapitre 4.
En effet, comme nous l'avions indiqué dans ce chapitre, les électrons et les photons de $p_t > 10$ GeV/c ont également reconstruits comme des jets avec l'algorithme JCCB (de type *cône*). Cette procédure a pour but de discriminer les vrais jets des électrons et des photons afin d'appliquer la correction d'échelle en énergie appropriée à chaque objet[6]. Ainsi, les objets calorimétriques sont classés et traités de la manière suivante :

1. jets :
   (a) cône 0.5, critère standard *Jet-Id*.
   (b) situé à $\Delta R > 0.5$ d'un électron *loose*.
   (c) la correction en échelle utilisée est JES.

5. *"electromagnetic cluster"* ; les cellules de la partie *coarse hadronic* (CH) du calorimètre ne sont pas comptabilisées dans cette somme mais les cellules de la partie «*fine hadronic*» (FH) le sont.

6. qui correspondent pour les jets à *JES*, et à *EM Scale correction* pour les électrons.

2. électrons de grand p_t:
   (a) critère *loose* défini précédemment.
   (b) $p_t > 15$ GeV/c.
   (c) la correction en échelle utilisée est EM.
3. photons de grand p_t[7]:
   (a) électron *loose* sans trace associée (critère *loose à la EM-Id*).
   (b) $p_t > 15$ GeV/c.
   (c) la correction en échelle utilisée est EM.

L'énergie transverse manquante $\not\!\!E_t$

L'énergie transverse manquante $\not\!\!E_t$ (cf. paragraphe 1.8.6) provient dans notre cas du neutrino issu de la désintégration du boson W et qui échappe à la détection. Elle est mesurée dans le plan transverse en sommant vectoriellement tous les quadrivecteurs des jets calorimétriques sélectionnés. $\not\!\!E_t$ est ainsi définie par le vecteur opposé à cette somme.
Finalement, l'énergie transverse manquante est corrigée en fonction des corrections appliquées aux jets et aux électrons dans chaque événement.

Comme les muons sont à leur minimum d'ionisation dans le détecteur (MIP), ils déposent une faible quantité d'énergie dans le calorimètre, mais suffisante pour biaiser le calcul de $\not\!\!E_t$. Ainsi, après avoir corrigé leur énergie en fonction de celle déposée dans le calorimètre (calculée à partir de tables de GEANT [46]), les impulsions de tous les muons présents dans un événement sont soustraites de $\not\!\!E_t$.

Critères de qualité pour la sélection des périodes de prises de données

Les *runs* sont sélectionnés dans la liste d'événements fournie par le groupe *JET/MET* [39], ils satisfont aux critères suivants (figure 5.7) :

1. le nombre d'événements lus par les *"crates"* du calorimètre doit être supérieur à 1000.
2. la déviation moyenne D pendant un *run* des valeur en x et y de $\not\!\!E_t$ doit satisfaire : $D = \sqrt{<\not\!\!E_t^x>^2 + <\not\!\!E_t^y>^2} < 4$ GeV.
3. l'écart : $RMS_{xy} = \sqrt{RMS(\not\!\!E_t^x)^2 + RMS(\not\!\!E_t^y)^2}$ doit être inférieur à 16 GeV.
4. la moyenne de l'énergie transverse scalaire $< SET >$ doit être supérieure à 80 GeV.

Ces critères rejettent environ 15% des données p14. Dans le cas du canal $\mu + jets$, un critère additionel requiert un bon fonctionnement du spectromètre à muons durant la prise de données.

7. ces jets sont plus probablement issus d'un objet dont la fragmentation produit principalement des π^0.

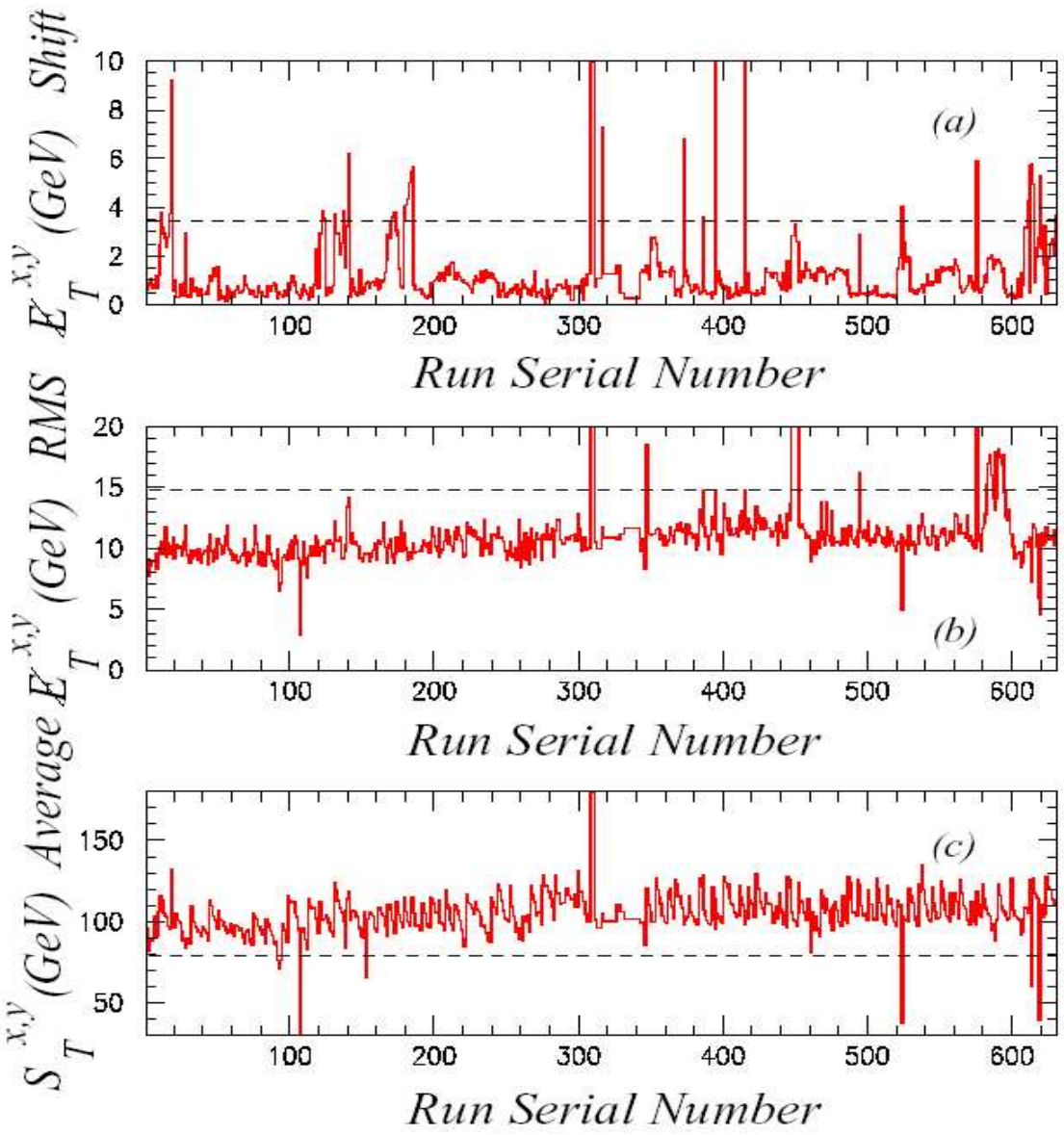


FIG. 5.7 – *La sélection des runs est effectuée en fonction de la déviation observée de l'énergie transverse manquante moyenne. Les traits en pointillés indiquent les coupures appliquées [129].*

5.4 La préselection des données

Les données utilisées dans cette analyse ont été collectées à partir de juin 2002 jusqu'en septembre 2003 (cf. figure 1.7 dans le paragraphe 1.1.3). La référence [129] résume le détail des listes de bons *runs*, blocs de luminosités valides et la luminosité totale intégrée pour chaque canal d'analyse.
L'utilisation d'une sélection de données basée sur les blocs de luminosité a permis d'augmenter le lot de données initial de ≈ 20 pb^{-1} par rapport à l'analyse topologique [135]. Il a également fallu veiller à rejeter des événements dupliqués lors du processus de reconstruction `p14`.

5.4.1 Les déclenchements

Les déclenchements utilisés dans les analyses *lepton+jets* sont décrits dans le paragraphe III de [129] et plus en détails dans les références [130, 131].
Comme nous l'avions indiqué en introduction, la simulation de la réponse des déclenchements ne reproduit pas correctement les efficacités correspondantes observées dans les données réelles.
Nous avons ainsi évalué une probabilité, $P^{trigger}$, pour un événement de satisfaire aux critères d'un ensemble de déclenchements[8]. Cette probabilité est calculée en utilisant les paramétrisations individuelles des efficacités de déclenchement correspondant à chacun des objets concernés (électron, muon et jet).
Ces efficacités *par objet* ont été mesurées pour les trois niveaux L1, L2 et L3, dans les données réelles en appliquant la procédure suivante :

1. un lot d'événements est sélectionné de manière à ne pas introduire de biais par rapport au déclenchement considéré.
2. l'efficacité de déclenchement est calculée en évaluant la fraction d'événements des objets reconstruits satisfaisant la condition de déclenchement et est paramétrisée en général en fonction des variables cinématiques de l'objet concerné (p_t, η et ϕ).
3. la probabilité $P^{trigger}$ est alors égale au produit des probabilités individuelles :

$$P^{trigger}_{vXX}(l+jets) = P_{vXX}(l) \cdot P_{vXX}(jets), \; avec \; l = e \; ou \; \mu, \qquad et : \quad (5.2)$$

$$P_{vXX}(jets) = 1 - \prod_{jets}(1 - P^{jet}). \quad (5.3)$$

Les données utilisées dans cette analyse ont été enregistrées avec cinq listes (notées vXX ci-dessus) de déclenchements différentes. La table 5.9 en résume le contenu pour chaque canal d'analyse $e + jets$ et $\mu + jets$.

8. *trigger* désigne un déclenchement en anglais ; nous garderons ce terme tout au long de l'analyse.

Afin de décrire au mieux la réponse de chaque déclenchement, les efficacités correspondantes ont-elles été évaluées pour chaque liste et pour chaque objet séparement. Si dans certains cas, aucune différence n'était observée entre deux listes, les données correspondantes furent combinées.
La figure 5.8 illustre la distributions des probabilités (ou poids) de déclenchement dans le canal $\mu + jets$ pour différents processus Monte-Carlo ayant satisfait aux critères de présélection. Elles avoisinent typiquement les 90-95% pour des processus à quatre jets ($t\bar{t}$ et $Wjjjj$), mais des valeurs plus faibles (40-50%) pour des événements à plus faible multiplicité de jets. Ceci s'explique, entre autre, par le fait que plus la multiplicité de jets est grande, plus il est probable d'avoir au moins un jet passant les critères d'acceptance et de présélection (rappelons que nous ne considérons que des jets de $p_t >$ 15 GeV/c et $|\eta| < 2.5$).
Des jets associés à la production d'un boson W sont en général issus de la production d'un ou plusieurs gluons de la mer du (anti) proton (qui peut se convertir en pair $q\bar{q}$) et, du fait de la poussée de Lorentz, ils sont principalement émis vers les région de grande pseudo-rapidité, le long du faisceau.
La table 5.10 montre la luminosité intégrée en fonction de la liste de déclenchement correspondant à la période de prise de données du lots d'événements analysés.

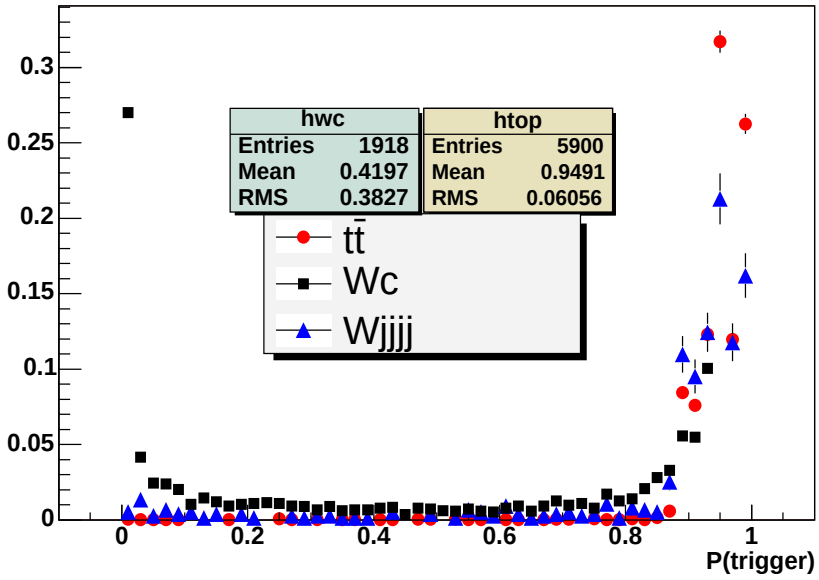


FIG. 5.8 – *Les poids de déclenchement sont évalués pour chacun des processus Monte-Carlo satisfaisant aux critères de présélection, à partir des courbes d'efficacités mesurées dans les données réelles. Les distributions de ces poids sont ici indiquées pour des événements simulés $t\bar{t}$ (cercles rouges), $Wjjjj$ (triangles bleus) et Wc (carrés noirs). L'échelle verticale est normalisée à 1.*

état final	Liste	Nom	L1	L2	L3
	$v12$	E1_SHT15_2J20	CEM(1,11)		ELE_SHT(1,15)_JET(2,20)
	$v11$	EM15_2JT15	CEM(1,10)_CJT(2,5)	EM(0.85,10)_JET(2,10)	ELE_SH_T(1,15)_JET(2,15)
$e + jets$	$v10$	EM15_2JT15	CEM(1,10)_CJT(2,5)	EM(0.85,10)_JET(2,10)	ELE_SH_T(1,15)_JET(2,15)
	$v9$	EM15_2JT15	CEM(1,10)_CJT(2,5)	EM(0.85,10)_JET(2,10)	ELE_SH_T(1,15)_JET(2,15)
	$\geq v8.2$	EM15_2JT15	CEM(1,10)_CJT(2,5)	EM(0.85,10)_JET(2,10)	ELE_SH_T(1,15)_JET(2,15)
	$v12$	MU_JT25_L2M0	mu1pxatxx_CJT(1,3)	MUON(1,med)_JET(1,10)	JET(1,25)
	$v11$	MU_JT25_L2M0	mu1pxatxx_CJT(1,5)	MUON(1,med)	JET(1,20)
$\mu + jets$	$v10$	MU_JT25_L2M0	mu1pxatxx_CJT(1,5)	MUON(1,med)	JET(1,20)
	$v9$	MU_JT25_L2M0	mu1pxatxx_CJT(1,5)	MUON(1,med)	JET(1,20)
	$\geq v8.2$	MU_JT25_L2M0	mu1pxatxx_CJT(1,5)	MUON(1,med)	JET(1,20)

TAB. 5.9 – *Pour les deux canaux $e + jets$ et $\mu + jets$ ainsi que pour chacune des listes de déclenchement: le nom des déclenchements globaux (3ième colonne) et à chaque niveau L1, L2 et L3,*

Liste des déclenchements	$\int \mathcal{L}$ (pb^{-1})	
	$\mu + jets$	$e + jets$
v8	21.6	21.0
v9	22.0	31.7
v10	16.3	15.9
v11	60.5	58.0
v12	38.1	42.2
total	158.4	168.8

TAB. 5.10 – *La luminosité intégrée totale et par liste de déclenchement utilisée durant la période de prise données.*

5.4.2 La présélection des événements de type $W + jets$

Dans le canal $e + jets$, le bruit de fond le plus important pour les événements de type W+$jets$ provient de processus QCD multijets dont un des jets est identifié à tort comme un électron. Ce jet peut en effet avoir une multiplicité de π^0 élevée et être associé à une trace chargée, ou bien un électron énergique de conversion a pu être produit.
Des problèmes de résolution de l'énergie des jets ont pour conséquence une mauvaise détermination de la direction de l'énergie transverse manquante $\not\!\!E_t$, qui peut ainsi être proche de l'axe d'un des objets (électron ou jet) de l'événement dans le plan transverse ($\Delta\phi(e, \not\!\!E_t)$).

Des études de performance permirent, dans les deux canaux, d'optimiser les critères de sélection de ces deux variables combinées ($\not\!\!E_t$ et $\Delta\phi(e, \not\!\!E_t)$). Des coupures dites «*triangulaires*» ont ainsi été introduites afin d'augmenter la pureté du lot présélectionné en événements de type $W + jets$, remplaçant une coupure $\Delta\phi(e, \not\!\!E_t) \geq 0.5$ utilisée dans l'analyse topologique présentée à LP2003 [135]. Ainsi, l'efficacité de sélection d'événements réels multijets diminua de 62% à 43% pour une efficacité du signal de 83%. La figure 5.9 illustre ces coupures pour des événements multijets et $t\bar{t}$ dans le canal $e + jets$.

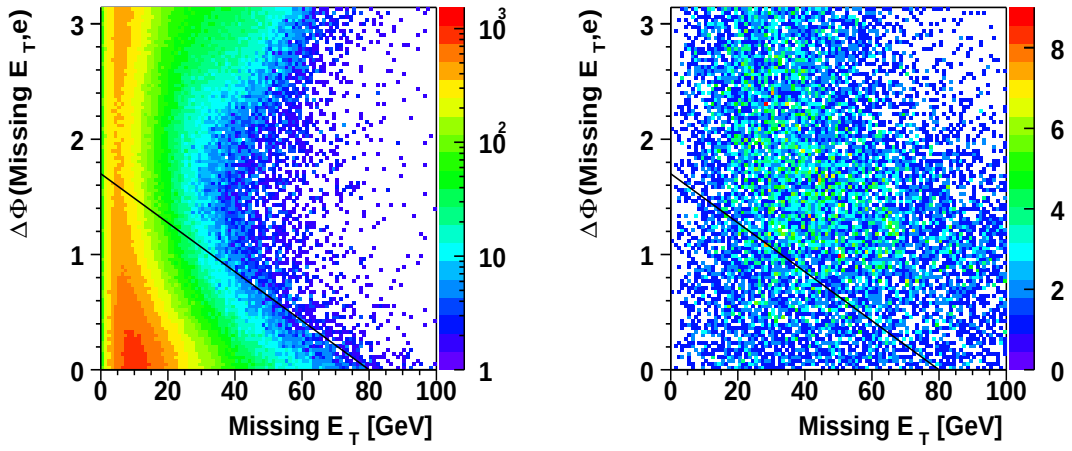


FIG. 5.9 – *Une étude de performance permit d'établir une coupure triangulaire entre l'énergie transverse manquante $\not\!\!E_t$ et sa direction relativement à celle du lepton dans le plan transverse [135]. Elles sont présentées ici dans des données réelles multijets à gauche et Monte-Carlo $t\bar{t}$ à droite pour le canal $e + jets$.*

Les critères de présélection topologique dans les deux canaux sont ainsi résumés :

e**+jets** :

1. un électron *tight*, d'impulsion $p_t > 20$ GeV/c.
2. un veto sur un deuxième électron, *loose*, d'impulsion $p_t > 15$ GeV/c.
3. un veto sur un muon, *tight*, d'impulsion $p_t > 15$ GeV/c.
4. une énergie transverse manquante $\not\!\!E_t > 20$ GeV.
5. une coupure *triangulaire* :

$$\Delta\phi(e, \not\!\!E_t) + \frac{\not\!\!E_t \cdot 1.7}{80} > 1.7$$

μ**+jets** :

1. un muon *tight*, d'impulsion $p_t > 20$ GeV/c.
2. un veto sur un deuxième muon, *tight*, d'impulsion $p_t > 15$ GeV/c.
3. un veto sur un électron, *loose*, d'impulsion $p_t > 15$ GeV/c.
4. une énergie transverse manquante $\not\!\!E_t > 17$ GeV.
5. des coupures *triangulaires* :

$$\begin{aligned}
\Delta\phi(\mu, \not\!\!E_t) &> 1.2 - \not\!\!E_t \frac{1.2}{38} \\
\Delta\phi(\mu, \not\!\!E_t) &< 1.3 + \not\!\!E_t \frac{\pi - 1.3}{24} \\
\Delta\phi(jet^1, \not\!\!E_t) &> 2.2 + \not\!\!E_t \frac{\pi - 2.2}{26}
\end{aligned}$$

où jet^1 représente le jet de plus grande impulsion transverse dans l'événement.

Les vetos appliqués sur la présence d'un second lepton dans l'événement permettent de rendre les analyses orthogonales aux analyses des canaux dileptons [9] .

Résultats dans les données réelles

Les nombres d'événements ainsi présélectionnés sont présentés par multiplicité de jets pour les deux canaux dans les tables 5.11 et 5.12 (notons que les événements sont comptés inclusivement lorsque la multiplicité de jets est supérieure à quatre).

Comme nous l'avons indiqué en introduction, une méthode dite de la matrice, présentée dans l'annexe C, permet de séparer les contributions des processus de

9. Ils correspondent au veto **SLV** (**S**econd **L**epton **V**eto) et ne sont pas à confondre avec le veto sur les muons de bas p_t **SLT** (**S**oft **L**epton **T**ag) qui n'a pas été appliqué dans cette analyse.

		1 jet	2 jets	3 jets	$\geq$ 4jets
ε_{signal} (%)		89.1 ± 0.9			
ε_{QCD} (%)	v8-11	7.8 ± 0.1	7.4 ± 0.2	8.0 ± 0.4	7.4 ± 1.0
	v12	12.7 ± 0.5	12.0 ± 0.6	13.9 ± 1.6	10.8 ± 3.4
N^{presel}_{e+jets}		6452	2387	595	176
$N^{presel}_{(W+t\bar{t})\rightarrow e+jets}$		6300.5 ± 81.8	2268.3 ± 49.7	534.8 ± 25.0	158.5 ± 13.5
$N^{presel}_{QCD\rightarrow e+jets}$		151.5 ± 8.1	118.7 ± 4.6	60.2 ± 3.1	17.5 ± 1.5

TAB. 5.11 – *Nombre d'événements présélectionnés dans le canal $e + jets$ et fractions d'événements$W + jets$ (signal) et non-W (QCD) obtenues à partir de la méthode de la matrice.*

type W+jets ($QCD\ W + jets$, $t\bar{t}$, top isolé et dibosons) des QCD multijets dans les événements présélectionnés :

$$N_{W+jets} = \frac{N_{tight} - \varepsilon^{W+jets} \cdot N_{W+jets} + \varepsilon^{QCD}}{\varepsilon^{W+jets} - \varepsilon^{QCD}} \tag{5.4}$$

$$N_{QCD} = \frac{\varepsilon^{W+jets} \cdot N_{loose} - N_{tight}}{\varepsilon^{W+jets} - \varepsilon^{QCD}} \tag{5.5}$$

où ε^{W+jets} et ε^{QCD} correspondent aux efficacités pour un lepton *loose*, de satisfaire aux critères *tight*, respectivement, pour le signal et le fond multijets.
ε_{signal} a été mesurée dans les données réelles [135, 136] dans des événements $Z \rightarrow l^+l^-$ (en mesurant la fraction relative des événements ayant deux leptons *tight* par rapport à ceux en ayant un). ε_{QCD} a été mesuré à basse énergie transverse manquante dans des événements du lot *EMQcd*. Les valeurs de ces efficacités sont également indiquées dans les deux tables en fonctions de la mutliplicité de jets.

	1jet	2jets	3jets	$\geq$4jets
ε_{signal} (%)	86.6 ± 0.8	85.0 ± 0.7	83.5 ± 1.1	81.9 ± 1.8
ε_{QCD} (%)	9.7 ± 0.7	9.0 ± 0.8	8.2 ± 1.5	7.5 ± 2.3
N^{presel}_{e+jets}	5134	2077	511	119
$N^{presel}_{(W+t\bar{t})\rightarrow \mu+jets}$	4933.3 ± 73.9	1970.1 ± 46.8	473.6 ± 23.2	110.5 ± 11.2
$N^{presel}_{QCD\rightarrow \mu+jets}$	200.7 ± 10.3	106.9 ± 5.7	36.4 ± 3.0	8.5 ± 1.2

TAB. 5.12 – *Nombre d'événements présélectionnés dans le canal $\mu + jets$ et les fractions d'événements $W + jets$ et non-W obtenues par la méthode de la matrice.*

Dans le cas du canal $e + jets$, ε_{QCD} a été évaluée pour deux périodes de prises de données correspondant aux listes de déclenchement $v8-v11$ et $v12$. Cette distinction est nécéssaire car à partir de la liste $v12$, le déclenchement L3 sur la forme de la

gerbe électromagnétique utilise la variable H-Matrix8, qui est également utilisée dans la définition du critère *tight* des électrons (cf. paragraphe précédent), introduisant ainsi une corrélation entre ces deux critères de sélection. Ceci permet d'expliquer pourquoi l'efficacité ε_{QCD} est plus grande dans le canal $e + jets$ pour la liste $v12$.
Dans le cas de ε_{signal}, aucune dépendance par rapport aux listes de déclenchement et à la multiplicité de jets par événement n'a été observée dans la limites des erreurs statistiques. La valeur ainsi utilisée dans l'analyse est de : $89.1 \pm 0.9\%$.
Par contre, dans le canal $\mu + jets$, nous avons distingué ε_{signal} par multiplicité de jet. La figure 5.10 illustre les masses invariantes transverses du boson W, reconstruites dans chacune des multiplicités de jets dans le canal $e + jets$ pour des événements passant toute la chaîne de présélection avant l'application de l'algorithme d'étiquetage.

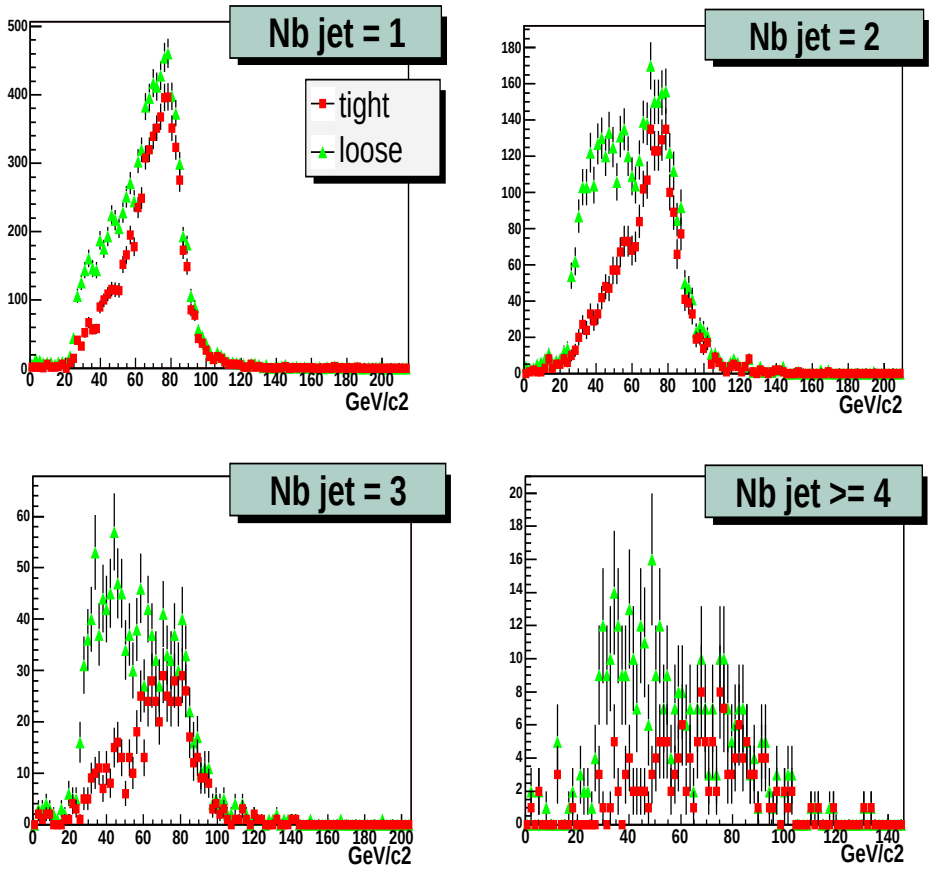


FIG. 5.10 – *Masse transverse du W dans le canal $e + jets$ pour chacune des multiplicités de jets avant étiquetage. On remarque clairement aux basses masses transverses la suppression d'événements indésirables due au critère d'isolation du lepton selon qu'il soit loose (triangles verts) ou tight (carrés rouges).*

Résultats dans les données simulées

Dans les données simulées, l'efficacité totale de présélection, $\varepsilon_{i,n}^{presel,tot}$ d'un processus i de multiplicité de jets n est donnée par :

$$\varepsilon_{i,n}^{presel,tot} = \varepsilon_{i,n}^{trig} \cdot \varepsilon_{i,n}^{presel} \cdot \varepsilon_{n}^{PV} \cdot SF. \tag{5.6}$$

où $\varepsilon_{i,n}^{trig}$, $\varepsilon_{i,n}^{presel}$ et ε^{PV} sont, respectivement, les efficacités de déclenchement, de présélection et de sélection du vertex primaire dans le canal considéré. Cette dernière correspond, comme nous l'avons mentionné au début du chapitre, à celle mesurée dans les données réelles.

	efficacité exclusive (%)		efficacité cumulée (%)	
	3 jets	≥4 jets	3 jets	≥4 jets
Reconstruction EM	57.1±0.4		57.1±0.4	
SF^{reco}	98.4±0.4		56.2±0.4	
$SF^{sélection}$	101.4±0.1		57.0±0.4	
Veto 2ième lepton	97.0±0.2		55.3±0.4	
EM $p_t \geq 20$ GeV	93.3±0.2		51.6±0.4	
association EM-trace	92.3±0.3		47.6±0.4	
$SF^{EM-trace}$	94.5±0.4		45.0±0.4	
Coupure triangulaire	78.6±0.4		35.4±0.4	
Sélection PV	95.5±0.4	95.3±0.8	33.8±0.4	33.7±0.5
Δz(EM,PV)	96.4±0.1		32.6±0.4	0.325±0.5
EM *tight*	92.9±0.3		30.2±0.4	30.2±0.4
SF^{tight}	93.1±0.4		28.2±0.4	28.1±0.4
N_{jet}	32.1±0.6	59.4±0.6	9.0±0.2	16.7±0.3
Eff. déclenchement	93.0±0.6	93.1±0.4	8.40±0.2	15.5±0.3

TAB. 5.13 – *Résumé des efficacités (%) de présélection du signal $t\bar{t} \rightarrow e + jet$. Les facteurs SF proviennent des différences d'efficacités de sélection observées entre les données réelles et simulées.*

Les efficacités de présélection et de déclenchement concernent évidemment, dans le cas des processus $W + jets$ les événements ayant survécu à la procédure d'association partonique que nous avons précédemment décrite ; elles sont entièrement déterminées à partir d'événements Monte-Carlo en appliquant les mêmes critères de sélections et les paramétrisations mesurées dans les données réelles.
Si, pour l'un ou l'autre critère de sélection, des différences sont observées entre la simulation et les données réelles (par ex. l'isolation du muon, l'association d'une trace à un électron, ...), un facteur correctif correspondant est calculé (ils sont regroupés dans le terme SF de l'équation (5.6)).
Ceci est illustré par les tables 5.13 et 5.14 pour chaque canal d'analyse. Les références

	efficacité exclusive		efficacité cumulée	
	3 jets	≥4 jets	3 jets	≥4 jets
Sélection PV	93.2±0.9	94.0±1.7	93.2±0.9	94.0±1.7
Sélection muon	40.8±0.4		38.0±0.5	38.4±0.8
SF^{reco}	100.0±0.1	100.7±0.1	38.3±0.5	38.6±0.8
$SF^{\mu-trace}$	96.0±2.0		36.8±0.9	37.1±1.1
SF^{dca}	100.0±0.1	100.0±0.1	37.0±0.9	37.4±1.1
Veto 2ième lepton	98.6±0.1		36.5±0.9	36.9±1.1
Coupure triangulaire	91.1±0.3		33.2±0.8	33.6±1.0
Isolation muon	86.5±0.4		28.7±0.7	29.0±0.9
$SF^{isolation}$	89.9±3.1		25.8±1.1	26.1±1.2
N_{jet}	30.8±0.6	62.0±0.6	8.0±0.4	16.2±0.8
Eff. déclenchement	94.5±0.6	95.0±0.4	7.5±0.4	15.4±0.7

TAB. 5.14 – *Résumé des efficacités (%) de présélection du signal $t\bar{t} \rightarrow \mu + jets$. Les facteurs SF proviennent des différences d'efficacités de sélection observées entre les données réelles et simulées.*

[129] et [135] détaillent abondamment les différentes procédures utilisées dans l'évaluation des ces facteurs correctifs.
Nous avons vu que le poids de déclenchement est obtenu par la combinaison des paramétrisations, mesurées dans les données réelles, des efficacités de déclenchement de chaque objet. Les efficacités de présélection pour l'ensemble des processus Monte-Carlo sont rassemblées dans les tableaux 5.15 et 5.16. Elles y sont indiquées en fonction de la multiplicité de jets pour les deux canaux $e + jets$ et $\mu + jets$.
La table 5.17 présente les différentes sources qui contribuent aux erreurs systématiques de la présélection des événements $t\bar{t}$ pour les multiplicité à trois et quatre jets . Nous détaillerons dans le paragraphe 5.7, traitant des erreurs systématiques de l'analyse, les différentes procédures utilisées afin de les évaluer. Les références [129] et [135] en décrivent d'autre part une grande partie.

Il est important d'en retenir les ordres de grandeurs car une erreur sur l'efficacité de présélection se reflètera directement sur l'erreur de la section efficace mesurée. On note ainsi que les principales contributions proviennent de *JES* (la correction d'échelle de l'énergie des jets, qui inclut à la fois les erreurs statistiques et systématiques des données réelles et simulées) et des critères d'identification (*jetId*) des jets. Ces erreurs systématiques sont considérées comme étant complètement corrélées entre les multiplicités de jets et entre les deux canaux d'analyse, contrairement aux erreurs systématiques provenant de la statistique limitée des lots Monte-Carlo qui sont décorrélées.

	1 jet	2 jets	3 jets	≥4 jets
$t\bar{t} \to l + jet$	0.09 ± 0.02	1.88 ± 0.09	8.40 ± 0.19	15.50 ± 0.27
$t\bar{t} \to ll$	1.84 ± 0.07	8.81 ± 0.16	5.81 ± 0.13	2.03 ± 0.08
tb	3.94 ± 0.10	14.63 ± 0.20	5.00 ± 0.12	1.12 ± 0.05
tqb	3.90 ± 0.10	11.70 ± 0.18	6.61 ± 0.13	2.54 ± 0.08
$WW \to l\nu jj$	4.87 ± 0.22	13.21 ± 0.36	2.11 ± 0.14	0.26 ± 0.05
$WZ \to jjll$	0.13 ± 0.02	0.41 ± 0.04	0.24 ± 0.03	0.06 ± 0.01
$WZ \to l\nu jj$	4.50 ± 0.21	12.74 ± 0.35	2.19 ± 0.15	0.28 ± 0.05
$ZZ \to lljj$	0.30 ± 0.04	1.16 ± 0.09	0.69 ± 0.07	0.16 ± 0.03

TAB. 5.15 – *Résumé des efficacités de présélection (%) du signal $t\bar{t}$ et des différents bruits de fonds considérés dans le canal $e + jets$.*

	1 jet	2 jets	3 jets	≥4 jets
$t\bar{t} \to l + jet$	0.08 ± 0.02	1.73 ± 0.09	7.5 ± 0.4	15.4 ± 0.7
$t\bar{t} \to ll$	1.69 ± 0.07	8.34 ± 0.16	5.91 ± 0.13	2.07 ± 0.08
tb	3.39 ± 0.10	13.44 ± 0.20	4.62 ± 0.11	1.00 ± 0.05
tqb	3.43 ± 0.10	10.21 ± 0.17	5.94 ± 0.13	2.39 ± 0.08
$WW \to l\nu jj$	4.72 ± 0.22	13.96 ± 0.37	2.22 ± 0.15	0.28 ± 0.05
$WZ \to jjll$	1.64 ± 0.08	4.54 ± 0.13	0.96 ± 0.06	0.11 ± 0.02
$WZ \to l\nu jj$	4.46 ± 0.21	14.56 ± 0.38	2.70 ± 0.16	0.32 ± 0.06
$ZZ \to lljj$	1.08 ± 0.06	3.87 ± 0.12	1.06 ± 0.06	0.14 ± 0.02

TAB. 5.16 – *Résumé des efficacités de présélection (%) du signal $t\bar{t}$ et des différents bruits de fonds considérés dans le canal $\mu + jets$.*

	e+jets		μ+jets	
	N_{jet}=3	N_{jet} ≥4	N_{jet}=3	N_{jet} ≥4
Décl. EM (L1)	+2.1-2.9	+2.1-3.0		
Décl. EM (L3)	±0.94	±0.93		
Décl. muon (L1)			+1.7-2.2	+1.6-2.0
Décl. muon (L2)			+3.3-4.7	+3.2-4.5
Décl. jet (L1)	+0.06-0.13	+0.02-0.05	+0.04-0.11	+0.01-0.04
Décl. jet (L2)	<0.01	<0.01	<0.01	<0.01
Décl. jet (L3)	+0.05-0.92	+0.02-0.52	+0.29-2.06	+0.16-1.49
JES	-9.8+5.2	+5.4-13.7	-10.1+8.9	+5.0-10.9
Résolution E^{jet}	-1.2+1.3	+1.22	-0.46+0.96	+1.6-1.2
jet Id	+9.68	-8.62	+10.69	-8.27
Statisitiques MC	±2.2	±1.6	±2.3	±1.7

TAB. 5.17 – *Les sources d'incertitudes systématiques relatives (%) de la présélection pour le signal $t\bar{t}$.*

5.5 L'étiquetage des quarks beaux

Nous venons de voir comment nous avons présélectionné un lot de données enrichi en événements de *type W+jets*. Il s'agit à présent d'identifier parmi eux, ceux possédant des jets de quarks b et plus particulièrement ceux provenant de la désintégration des quarks top.

Comme nous l'avons indiqué dans le paragraphe 5.1, l'algorithme d'étiquetage *JLIP* est alors appliqué aux événements présélectionnés dans les données réelles ; il suffit ainsi de dénombrer les événements possédant au moins un jet étiquetés.
Dans le cas des données simulées, on évalue un *poids*, P^{tag}, en utilisant les paramétrisations décrites dans le chapitre 4. Nous allons à présent détailler comment ce poids est évalué pour chacun des processus Monte-Carlo.
Rappelons tout d'abord que nous avons séparé la définition de l'efficacité d'identification, en deux composantes : la taggabilité et l'efficacité d'étiquetage. La taggabilité permet de découpler les problèmes liés aux inefficacités de reconstruction des traces et ceux liés aux bruits dans le calorimètre. Le paragraphe qui suit en présente une étude détaillée dans les lots d'événements *EMQcd* et les lots présélectionnés. Nous verrons que certains problèmes n'ont pas été totalement résolus. Il faudra leur porter une attention particulière à mesure que la statistique augmentera car les erreurs systématiques qui en résulteront ne seront plus négligeables.

5.5.1 Étude de la taggabilité

Dans les données réelles

La taggabilité est paramétrisée en fonction de E_t^{jet} et η^{jet}, de la même manière que les efficacités d'étiquetage des jets. La figure 5.11 la représente en fonction de E_t^{jet} dans les trois lots de données : *EMQcd*, $e + jets$ et $\mu + jets$ présélectionnés. Les formes des distributions semblent assez proches les unes des autres dans la limites des erreurs statistiques, mais leurs normalisations respectives sont cependant sensiblement différentes.
Les figures 5.12 et 5.13 présentent le rapport de ces taggabilités : elles montrent que des différences de formes apparaissent aux faibles énergies $E_t^{jet} < 50$ GeV et dans la région centrale $|\eta| < 1.5$ (pour le lot $e + jets$) ; les normalisations des distributions diffèrent quant à elles en moyenne de $\pm 5\%$.

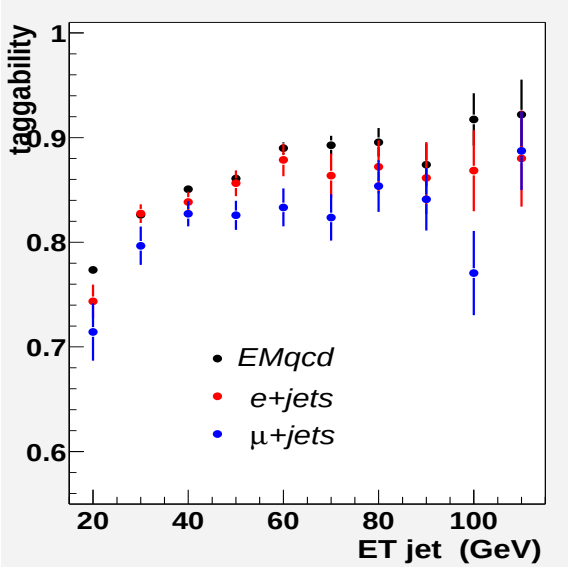


FIG. 5.11 – *Taggabilité en fonction de E_t^{jet} mesurée sur les lots d'événements EMQcd et les lots préselectionnés $e + jets$ et $\mu + jets$.*

Initiallement, nous voulions paramétriser la taggabilité dans le lot *EMQcd* pour les raisons suivantes :

1. ce lot possède une grande statistique.
2. les tests de factorisation (cf. paragraphe 4.7, page 128) sont satisfaisant dans toutes les régions de la distribution comme on peut le constater sur la figure 5.14.

Mais les différences précédemment observées nous ont convaincus qu'il était plus correct d'utiliser la taggabilité observée dans les lots présélectionnés. La taggabilité paramétrisée dans le lot *EMQcd* est alors utilisée afin d'assigner une erreur systématique dans les deux canaux.

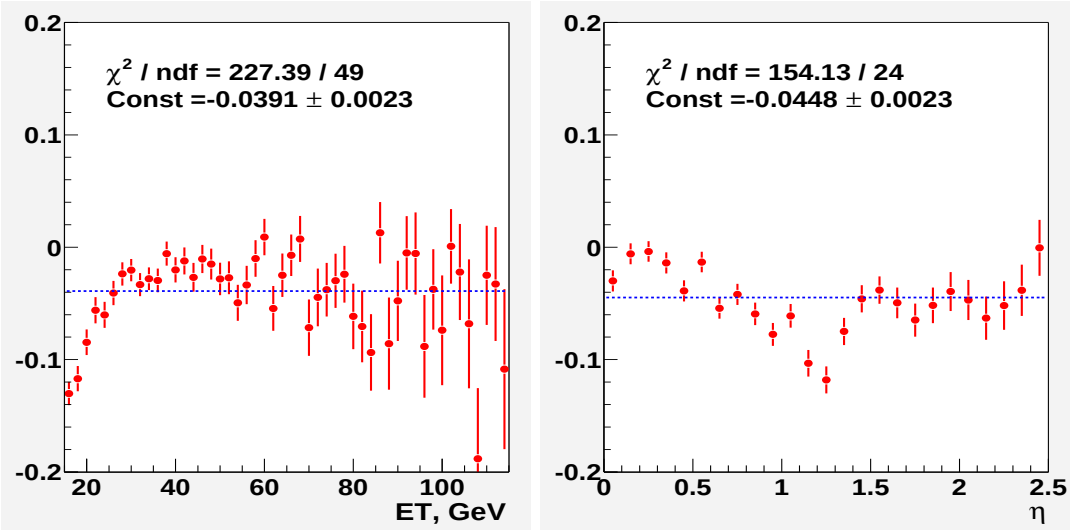


FIG. 5.12 – *Rapport des taggabilités en fonction de E_t^{jet} (à gauche) et $|\eta^{jet}|$ (à droite) dans les lots d'événements EMQcd et $e + jets$ présélectionnés.*

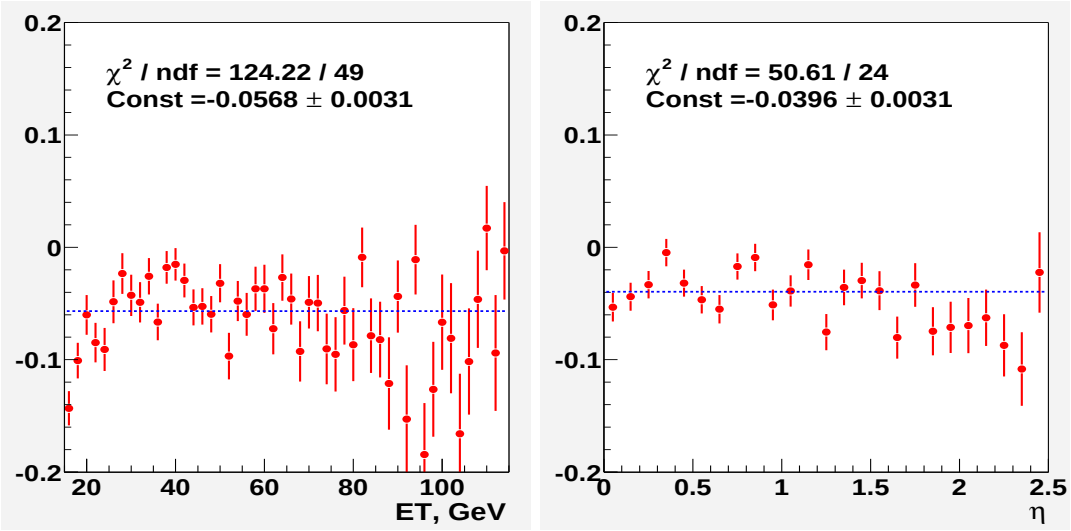


FIG. 5.13 – *Rapport des taggabilités en fonction de E_t^{jet} (à gauche) et $|\eta^{jet}|$ (à droite) dans les lots d'événements EMQcd et $\mu + jets$ présélectionnés.*

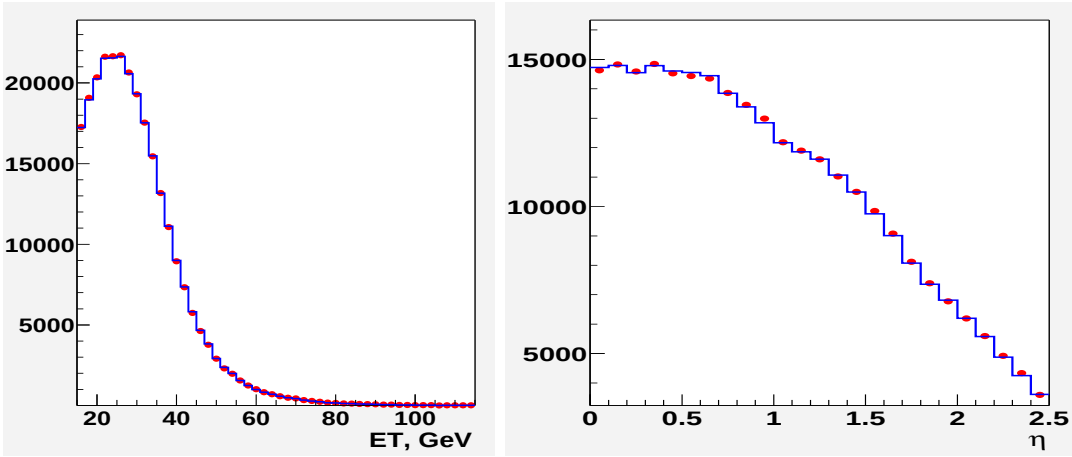


FIG. 5.14 – *La factorisation des paramétrisations à 2D de la taggabilité en fonction de E_t^{jet} et η^{jet} est validée sur le lot d'événements EMQcd avec lequel elles ont été obtenues. L'histograme correspond à la prédiction de la taggabilité et les points à celle effectivement observée.*

La comparaison entre les taggabilités observées et prédites est également montrée sur la figure 5.15 en fonction du nombre de jets par événement. Bien que la taggabilité décroisse lorsque la multiplicité de jets augmente, cette diminution est, relativement, bien plus faible que celle observée lors de la précedente analyse [151]. Ceci provient de l'introduction du nouveau critère d'idenfication L1conf (cf. paragraphe 1.8.3) qui permet de réduire la fraction de *mauvais* jets .

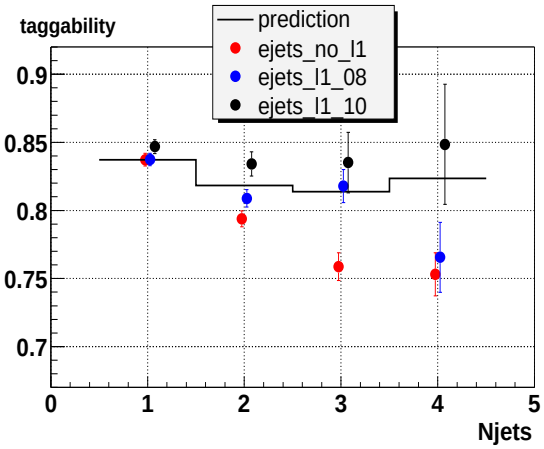


FIG. 5.15 – *Une coupure de plus en plus dure sur la variable* L1conf *(¿0, 0.8 et 1) permet d'éliminer de plus en plus de mauvais jets dans les données réelles. On voit ici la taggabilité en fonction de E_t^{jet} dans les lots d'événements $e + jets$ présélectionnés pour différentes valeurs de* L1conf.

Les données de la figure 5.15 correspondent à des coupures de plus en plus sévères sur L1conf ; la taggabilité tend ainsi à être plus uniforme en fonction de la multiplicité de jets, en accord avec le comportement attendu. Pour des raisons de consistence de l'analyse, nous avons utilisé la coupure standard : L1conf>0.4 pour laquelle toutes les caractéristiques des jets ont été évaluées (identification, efficacité de sélection, ...). Mais ces quelques considérations ouvrent cependant la voie à de futures améliorations pour identificatier les jets.

Dépendance en saveur

La taggabilité mesurée dans les données réelles ne dépend pas ici de la saveur, mais elle est principalement dominée par la contribution des jets de quarks légers puisque la fraction de jets de saveur lourde est faible à basse multiplicité de jets. Nous pouvons cependant nous attendre à une dépendance en fonction de la saveur car la fragmentation des quarks lourds est plus dure que celles des quarks légers, produisant ainsi un plus grand nombre de traces d'impulsion plus élevée par jet.
Ceci est confirmé par la figure 5.16 où la multiplicité moyenne de traces par jet est représentée pour chacune des saveurs en fonction de E_t^{jet}.
La figure 5.17 représente les taggabilités et les rapports des taggabilités des *jet-b* et *jet-c* sur celle des *jet-l* dans des événements Monte-Carlo QCD. Les différences peuvent atteindre des valeurs proche de 10% aux faibles énergies. Les paramétrisations sont utilisées afin de corriger la taggabilité pour chaque jet de saveur lourde dans les données simulées. Nous avons également vérifié que cette dépendance n'était elle-même pas liée au choix du modèle Monte-Carlo ; les différences observées sont négligeables.

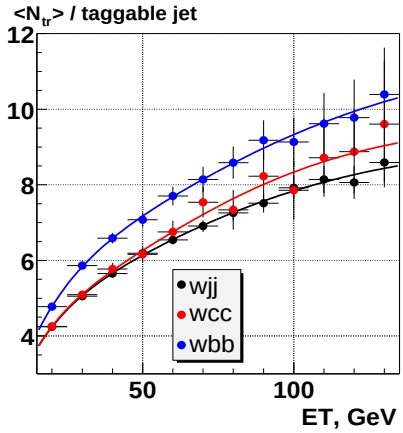


FIG. 5.16 – *La fragmentation plus dure des jets de saveurs lourdes, b et c, augmente la multiplicité moyenne de traces par jet. Ceci est d'autant plus évident que l'énergie transverse du jet est élevée.*

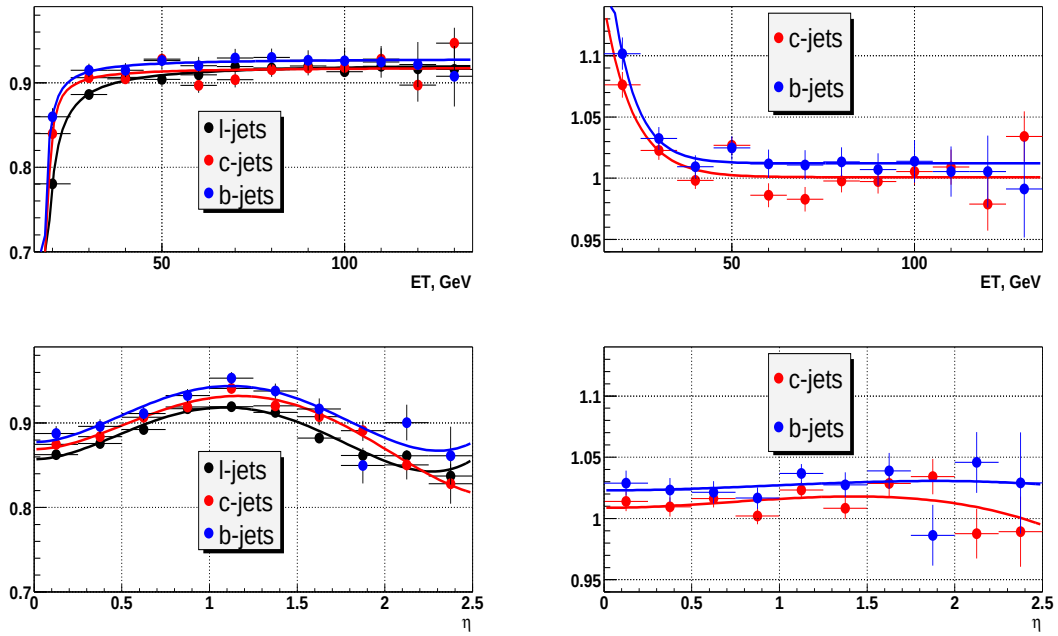


FIG. 5.17 – *La taggabilité pour les jets des trois saveurs, belle, charmée et légere (à gauche), et les rapports des taggabilités beaux/légers et charmés/légers (à droite) en fonction de* E_t^{jet} *et* $|\eta^{jet}|$ *dans des événements Monte-Carlo QCD.*

5.5.2 De l'efficacité d'étiquetage par jet à la probabilité d'étiquetage par événement

Comme nous l'avons indiqué en introduction de ce chapitre, nous avons utilisé l'algorithme *JLIP* dans sa version *tight*. Rappelons que l'efficacité correspondante d'étiquetage des *jet-l* est d'environ 0.3%.
Nous avons également rappelé que les événements simulés doivent être affectés d'un poids P_{evt}^{tag}, représentant la probabilité pour un événement de satisfaire au critère d'étiquetage. Soit P_{jet}^{tag}, le poids d'étiquetage défini pour une saveur de jet α (*b*, *c*, *légère*) ; il est définit par le produit de la taggabilité et de l'efficacité d'étiquetage :

$$P_{jet(\alpha)}^{tag}(E_t,\eta) = P^{taggabilité}(E_t,\eta) \cdot \varepsilon_\alpha(E_t,\eta) \tag{5.7}$$

Ainsi, la probabilité d'avoir au moins un jet étiqueté est donnée par :

$$P_{evt}^{tag}(n \geq 1) = 1 - \prod_{jets}(1 - P_{jet(\alpha)}(E_t,\eta)). \tag{5.8}$$

Dans cette analyse, nous avons séparé les événements en deux lots distincts : les événements ayant un et un seul jet étiqueté et ceux en ayant au moins deux. Ceci permet un traitement correct des erreurs statistiques sur la section efficace[10].

10. Nous parlerons ainsi d'événements *simplement* et *doublement* étiquetés

Les probabilités d'avoir exactement un ou au moins deux jets étiquetés sont respectivement données par :

$$P_{evt}^{tag}(n=1) = \sum_{j=1}^{N_{jets}} P_{jet(\alpha)}(E_T,\eta) \prod_{i \neq j} (1 - P_{jet(\alpha)}(E_T,\eta)) \tag{5.9}$$

et

$$P_{evt}^{tag}(n \geq 2) = P_{evt}^{tag}(n \geq 1) - P_{evt}^{tag}(n=1). \tag{5.10}$$

Les déclenchements peuvent sensiblement déformer le spectre en énergie des jets, en particulier pour les faibles multiplicité de jets. L'estimation du poids moyen d'étiquetage par événement serait ainsi biaisée. Comme nous l'avons déjà fait remarquer à plusieurs reprises, la simulation n'inclut pas la description du système de déclenchement ; nous avons ainsi également affecté nos événements du poids $P^{trigger}$ introduit au paragraphe 5.4.1.
Ainsi, le probabilité moyenne d'étiquetage s'écrit finalement :

$$\bar{P}_{evt}^{tag} = \frac{\langle P_{evt}^{tag} P_{evt}^{trigg} \rangle}{\langle P_{evt}^{trigg} \rangle}. \tag{5.11}$$

Les événements $t\bar{t}(\geq 3$ jets) ont en moyenne une probabilité de 43% et de 11% d'avoir respectivement un ou au moins deux jets étiquetés. Pour des événements $Wjjjj$ ces probabilités sont respectivement de 1% et $< 0.01\%$. Les probabilités, simples et doubles, sont indiquées pour l'ensemble des processus Monte-Carlo, incluant signal et bruits de fond, dans les tables 5.18, 5.19, et 5.20. On remarque qu'elles diffèrent très peu entre les deux canaux d'analyse.

	e+jets			μ+jets		
	2 jets	3 jets	≥4 jets	2 jets	3 jets	≥4 jets
$t\bar{t} \to l + jets$	5.12±0.30	10.33±0.17	13.60±0.10	4.84±0.31	9.75±0.17	13.16±0.10
$t\bar{t} \to ll$	10.40±0.11	11.50±0.12	12.21±0.21	10.42±0.11	11.27±0.11	11.70±0.19
W+légers	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01
$W(c\bar{c})$	0.13±0.01	0.23±0.02	0.07±0.01	0.12±0.01	0.20±0.02	0.07±0.01
$W(b\bar{b})$	0.18±0.01	0.34±0.02	0.63±0.25	0.21±0.02	0.36±0.02	0.26±0.02
Wc	0.03±0.01	0.06±0.01	0.09±0.01	0.03±0.01	0.06±0.01	0.09±0.01
$Wc\bar{c}$	0.61±0.03	0.63±0.04	0.68±0.06	0.66±0.03	0.72±0.04	0.70±0.08
$Wb\bar{b}$	9.43±0.22	9.08±0.26	9.57±0.35	9.44±0.21	9.16±0.25	9.01±0.30
tq	10.86±0.07	11.19±0.12	11.22±0.26	10.51±0.07	11.03±0.12	11.42±0.27
tqb	1.30±0.05	5.20±0.12	7.68±0.19	1.25±0.05	4.87±0.12	7.38±0.19
$WW \to l\nu jj$	0.02±0.01	0.03±0.01	0.12±0.06	0.01±0.01	0.04±0.01	0.06±0.02
$WZ \to l\nu jj$	2.67±0.12	2.98±0.32	1.82±0.70	2.24±0.11	1.68±0.21	2.81±0.79
$WZ \to jjll$	0.01±0.01	0.03±0.01	0.05±0.01	0.01±0.01	0.04±0.01	0.03±0.01
$ZZ \to lljj$	2.66±0.37	2.87±0.45	2.70±1.07	2.45±0.13	2.96±0.29	2.43±0.66

TAB. 5.18 – *Les probabilités (%) d'avoir au moins 2 jets étiquetés après la présélection et la procédure d'association dans les canaux $e + jets$ et $\mu + jets$. Les erreurs sont uniquement statistiques.*

	e+jets			
	1 jet	2 jets	3 jets	≥4 jets
$t\bar{t} \to l + jets$	25.81±3.58	39.57±0.49	43.18±0.15	44.73±0.07
$t\bar{t} \to ll$	37.57±0.30	44.24±0.11	44.73±0.11	44.77±0.19
W+légers	0.36±0.01	0.69±0.01	1.04±0.01	1.39±0.01
$W(c\bar{c})$	8.58±0.11	8.90±0.13	9.71±0.27	7.36±1.00
$W(b\bar{b})$	32.63±0.23	30.02±0.26	29.98±0.34	30.69±2.48
Wc	8.60±0.09	8.34±0.11	8.97±0.14	9.44±0.23
$Wc\bar{c}$	< 0.01	14.34±0.27	14.07±0.31	14.21±0.62
$Wb\bar{b}$	< 0.01	42.25±0.27	41.50±0.36	41.87±0.51
tq	35.75±0.21	44.19±0.08	44.04±0.13	44.05±0.25
tqb	29.83±0.36	35.10±0.15	38.26±0.19	40.52±0.25
$WW \to l\nu jj$	2.67±0.17	4.66±0.12	4.66±0.29	5.12±0.95
$WZ \to l\nu jj$	12.33±0.71	13.98±0.50	14.88±1.22	10.26±2.90
$WZ \to jjll$	3.68±0.65	4.40±0.39	4.67±0.51	6.81±1.72
$ZZ \to lljj$	12.82±2.43	16.88±1.47	15.40±1.84	13.44±3.60

TAB. 5.19 – *Les probabilités (%) d'avoir 1 jet étiqueté après la présélection et la procédure d'association dans le canal $e + jets$. Les erreurs sont uniquement statistiques.*

	μ+jets			
	1 jet	2 jets	3 jets	≥4 jets
$t\bar{t} \to l + jets$	27.18±4.30	38.08±0.56	42.38±0.17	44.18±0.08
$t\bar{t} \to ll$	36.89±0.31	44.18±0.10	44.58±0.10	44.49±0.17
W+légers	0.37±0.01	0.70±0.01	1.04±0.01	1.38±0.01
$W(c\bar{c})$	9.06±0.11	8.85±0.13	9.46±0.23	7.78±0.90
$W(b\bar{b})$	33.57±0.24	30.22±0.27	29.91±0.34	30.29±2.16
Wc	9.12±0.09	8.71±0.10	8.81±0.14	9.27±0.20
$Wc\bar{c}$	< 0.01	14.86±0.27	14.76±0.29	14.27±0.63
$Wb\bar{b}$	< 0.01	42.53±0.25	41.39±0.37	41.30±0.40
tq	35.43±0.21	43.86±0.08	44.15±0.12	43.97±0.24
tqb	29.63±0.38	34.63±0.15	37.95±0.18	39.98±0.26
$WW \to l\nu jj$	3.35±0.21	4.45±0.11	4.93±0.30	4.85±0.75
$WZ \to l\nu jj$	11.82±0.71	11.79±0.45	9.62±0.93	13.91±3.20
$WZ \to jjll$	2.62±0.18	4.23±0.12	4.82±0.29	3.63±0.58
$ZZ \to lljj$	13.27±0.97	13.30±0.57	14.47±1.12	13.69±2.92

TAB. 5.20 – *Les probabilités (%) d'avoir 1 jet étiqueté après la présélection et la procédure d'association dans le canal $\mu + jets$. Les erreurs sont uniquement statistiques.*

5.6 Estimation du bruit fond total et procédure d'extraction de la section efficace $t\bar{t}$

Rappelons que le bruit de fond est séparé en trois contributions :

1. QCD multijets.
2. QCD $W + jets$
3. top isolé (tb et tqb) et dibosons (VV).

Nous allons à présent indiquer comment le nombre d'événements attendu, après étiquetage, a été obtenu pour chacun d'eux.

5.6.1 Le bruit de fond QCD

La contribution provenant d'événements QCD multijets étiquetés est entièrement déterminée dans les données réelles.
Une première méthode consiste à évaluer la probabilité moyenne d'étiquetage pour chaque multiplicité de jet n, $\bar{P}^{tag}_{QCD\to l+nj}$, dans le lot $EMQcd$. Elle est définie par le rapport du nombre d'événements *positivement* étiquetés (c.à.d. ayant au moins un jet étiqueté) sur le nombre total :

$$\bar{P}^{tag}_{QCD\to l+nj} = \frac{\sum \textit{événement(l+njets) étiquetés}}{\sum \textit{événement(l+njets)}}. \tag{5.12}$$

Ainsi, le nombre d'événements attendu est donné par :

$$\bar{N}^{tag}_{QCD\to l+nj} = \bar{N}^{presel}_{QCD\to l+nj}\bar{P}^{tag}_{QCD\to l+nj} \tag{5.13}$$

où $\bar{N}^{presel}_{QCD\to l+nj}$ représente le nombre d'événements QCD préselectionnés obtenu par la méthode de la matrice (cf. paragraphe 5.4.2). La table 5.21 donne les valeurs de $\bar{P}^{tag}_{QCD\to l+nj}$ obtenues dans le lot $EMQcd$ à basse énergie transverse manquante $\not{E}_t < 10$ GeV et en demandant un déclenchement L3 (cf. table 5.9).

	1 jet	2 jets	3 jets	$\geq$ 4 jets
$\bar{P}^{tag}_{QCD\to l+nj}$	$(1.15 \pm 0.06)\%$	$(2.02 \pm 0.21)\%$	$(3.56 \pm 0.82)\%$	$(2.94 \pm 2.10)\%$

TAB. 5.21 – *La probabilité d'étiqueter un événement en fonction de la multiplicité de jets mesurée dans le lot d'événements EMQcd avec* $\not{E}_t < 10$ *GeV et en demandant le déclenchement L3.*

Cette évaluation repose sur les hypothèses suivantes :

1. la topologie du bruit de fond est la même à basse et à grande énergie transverse manquante $\not{E}_t$.

2. la composition en saveurs du lot *EMQcd* est la même que dans le lot présélectionné.

Cette dernière hypothèse est tout à fait plausible pour le canal $e + jets$ où le bruit de fond QCD est essentiellement constitué de jets de grande fraction électromagnétique. Par contre, dans le canal $\mu + jets$, la question est moins triviale car le bruit de fond QCD provient de muons issus de la désintégration semi-leptonique de mésons B passant le critère d'isolation (rappelons que le critère d'isolation *loose* exclut les muons qui sont associés à un jet dans un cône de rayon $\Delta R = 0.5$ autour son axe).
Ceci nous a amené à considérer une autre approche dans laquelle nous calculons le nombre d'événements QCD étiquetés en utilisant la méthode de la matrice directement sur les événements présélectionnés *loose* étiquetés :

$$\bar{N}^{tag}_{QCD} = \varepsilon_{QCD} \frac{\varepsilon_{sig} N^{tag}_{loose} - N^{tag}_{tight}}{\varepsilon_{sig} - \varepsilon_{QCD}} \tag{5.14}$$

où N^{tag}_{loose} et N^{tag}_{tight} sont les nombres d'événements étiquetés dans les lots présélectionnés *loose* et *tight*, et ε_{sig} et ε_{QCD} représentent les efficacités pour le signal et pour les événements QCD de passer du lot *loose* au lot *tight*.

Il est légitime de supposer que ε_{sig} ne dépende pas de la composition en saveur du lot d'événements de type $W + jets$, nous prenons ainsi les valeurs mesurées dans le lot non étiqueté qui ont été présentées dans le paragraphe 5.4.2.
Pour le canal $\mu + jets$, nous pouvons directement mesurer ε_{QCD} dans un lot d'évé-

	1 jet	2 jet	3 jet	$\geq$ 4 jet
$\bar{N}^{presel}_{QCD\to l+nj} \cdot \bar{P}^{tag}_{QCD\to l+nj}$	1.8±0.2	2.6±0.4	2.2±0.6	0.5±0.4
méthode de la matrice dans le lot étiqueté	2.9±1.7	3.8±2.0	2.8±1.7	0.6±0.8

TAB. 5.22 – *Nombre d'événements QCD étiquetés dans le lot préselectionné $e + jets$, obtenu par deux méthodes.*

	1 jet	2 jet	3 jet	$\geq$ 4 jet
N_{QCD}	6.3±2.5	5.0±2.2	1.7±1.3	0.6±0.8

TAB. 5.23 – *Nombre d'événements QCD étiquetés dans le lot préselectionné $\mu + jets$ obtenu par la méthode de la matrice appliquée directement au lot loose étiqueté.*

nements étiquetés pour lequel le critère d'isolation du muon est inversé. Dans la limites des erreurs statistiques, la valeur obtenue est la même que dans le lot non étiqueté dont nous avons finalement gardé le résultat puisque son erreur statistique

est plus faible. Les tables 5.22 et 5.23 donnent les nombres d'événements QCD contribuant au bruit de fond de chaque canal d'analyse. Pour le canal $e + jets$, nous avons également présenté, à titre comparatif, le nombre d'événements obtenu avec la deuxième méthode.

5.6.2 Le bruit de fond $W + jets$

Nous avons vu au paragraphe 5.5.2, comment évaluer la probabilité d'étiquetage, $\bar{P}^{tag}_{evt}$, appliquée dans le Monte-Carlo. Dans le paragraphe 5.2.3, nous avons détaillé la procedure permettant de calculer les fractions relatives en fonction de la saveur et de la multiplicité de jets n de chaque processus $W + jets$. Nous pouvons ainsi prédire le nombre d'événements $W + jets$ étiquetés attendu dans le bruit de fond pour un processus donné de la façon suivante :

$$\bar{N}^{tag}_{(W\to l)+nj} = \bar{N}^{presel}_{(W\to l)+nj} \cdot \bar{P}^{tag}_{(W\to l)+nj} \tag{5.15}$$

où $\bar{N}^{presel}_{(W\to l)+nj}$ correspond au nombre d'événements de type $W + jets$ préselectionnés dans les données. Il correspond aux événements ayant survécu à la présélection topologique obtenus par la méthode de la matrice, $N^{presel}_{(W\to l)+njets}$ (paragraphe 5.4.2) auquel les contributions des processus $t\bar{t}$, top isolé, et dibosons ont été soustraites pour chaque multiplicité de jets n :

$$\bar{N}^{presel}_{(W\to l)+nj} = N^{presel}_{(W\to l)+njets} - \sum_{i=t\bar{t},tb,tqb,VV} N^{presel}_{i,n}. \tag{5.16}$$

Pour le processus i, le nombre d'événements avant étiquetage est donné par :

$$N^{presel}_{i,n} = \sigma_i \cdot \varepsilon^{presel,tot}_{i,n} \cdot BR_i \cdot \mathcal{L} \tag{5.17}$$

où σ_i, BR_i et $\mathcal{L}$ représentent, respectivement, la section efficace, le rapport d'embranchement et la luminosité intégrée.
La probabilité d'étiquetage *inclusive* (quelque soit la saveur) est obtenue en sommant les probabilités des différents processus $W + jets$ pondérés de leur fraction respective, pour une multiplicité de jets n :

$$\bar{P}^{tag}_{(W\to l)+nj} = \sum_i F_{i,nj} \bar{P}^{tag}_{i,nj} \tag{5.18}$$

où F_i représente la fraction des événements $W + jets$ du processus i (cf. tables 5.5 et 5.6).

5.6.3 Les autres bruits de fonds

Les bruits de fond des événements étiquetés provenant des processus de production de top isolé et de dibosons sont normalisés à la luminosité totale intégrée $\mathcal{L}$ de

chaque canal d'analyse. Nous avons ainsi pour un processus i de multiplicité de jets n :

$$N_{i,n}^{tag} = N_{i,n}^{presel} \cdot \bar{P}_{i,n}^{tag} \tag{5.19}$$

où $N_{i,n}^{presel}$ est donné par l'équation(5.17).

5.6.4 Résultats

Les nombres d'événements attendus pour l'ensemble des bruits de fond sont rassemblés dans les tables 5.24 et 5.25 et sont illustrés par les figures 5.18, 5.19 et 5.20. Les nombres d'événements $t\bar{t} \rightarrow l + jets$ et $t\bar{t} \rightarrow ll$ sont également indiqués en supposant une section efficace $\sigma_{t\bar{t}} = 7$ pb. Le nombre total d'événements est indiqué avec son erreur (incluant les contributions statistique et systématique) pour chaque multiplicité de jets.
La décomposition du bruit de fond en fonction de la multiplicité de jets et de la saveur des processus est illustrée par les figures 5.21, 5.22 et 5.23 pour les deux canaux d'analyse et leur combinaison. On constate que les contributions relatives des processus incluant des saveurs lourdes augmentent pour des multiplicités de jets croissantes ; les processus *W+légers* contribuent essentiellement aux événements à un jet. Le signal contribue majoritairement aux événements à trois et quatres jets ou plus.
Le bruit de fond est correctement décrit pour l'ensemble des multiplicités de jets dans les deux canaux et l'on observe un net excès d'événements dans les multiplicités de trois et quatre jets. La somme des bruits de fond et du signal, en supposant une section efficace de 7 pb, décrit bien les nombres d'événements étiquetés dans les données réelles.

	e+jets				μ+jets			
	1 jet	2 jets	3 jets	$\geq$4 jets	1 jet	2 jets	3 jets	$\geq$4 jets
W+*légers*	20.58±0.16	13.02±0.09	4.32±0.03	1.39±0.02	16.80±0.14	11.71±0.09	3.94±0.03	0.90±0.01
$W(c\bar{c})$	5.82±0.07	4.35±0.07	1.82±0.05	0.40±0.07	4.56±0.06	3.75±0.06	1.58±0.04	0.23±0.04
$W(b\bar{b})$	13.84±0.10	7.95±0.07	2.94±0.03	0.83±0.09	10.78±0.08	6.84±0.06	2.33±0.03	0.44±0.04
Wc	23.89±0.24	12.18±0.16	3.16±0.05	0.60±0.02	21.11±0.20	11.61±0.14	2.46±0.04	0.38±0.01
$Wc\bar{c}$		3.43±0.07	1.45±0.03	0.59±0.03		2.84±0.05	1.29±0.03	0.37±0.02
$Wb\bar{b}$		7.89±0.05	2.72±0.03	1.11±0.02		6.57±0.04	2.80±0.03	0.82±0.01
$W + jets$	64.13±0.31	48.83±0.23	16.41±0.09	4.93±0.12	53.26±0.26	43.32±0.20	14.40±0.08	3.14±0.06
QCD	1.8±0.2	2.6±0.4	2.2±0.6	0.5±0.4	6.3±2.5	5.0±2.2	1.7±1.3	0.6±0.8
tq	0.22±0.01	1.03±0.01	0.35±0.01	0.08±0.01	0.17±0.01	0.81±0.01	0.29±0.01	0.06±0.01
tqb	0.42±0.01	1.47±0.01	0.90±0.01	0.37±0.01	0.32±0.01	1.10±0.01	0.72±0.01	0.31±0.01
$WW \rightarrow l\nu jj$	0.45±0.03	2.12±0.06	0.34±0.02	0.05±0.01	0.48±0.03	1.86±0.05	0.34±0.02	0.04±0.01
$WZ \rightarrow l\nu jj$	0.17±0.01	0.54±0.02	0.10±0.01	< 0.01	0.14±0.01	0.45±0.02	0.07±0.01	0.01±0.01
$WZ \rightarrow jjll$	< 0.01	0.02±0.01	0.01±0.01	< 0.01	0.04±0.01	0.17±0.01	0.04±0.01	< 0.01
$ZZ \rightarrow lljj$	0.01±0.01	0.05±0.01	0.03±0.01	< 0.01	0.03±0.01	0.12±0.01	0.04±0.01	< 0.01
bruit de fond	67.15±0.37	56.63±0.47	20.34±0.61	5.96±0.42	60.70±2.51	52.71±2.21	17.52±1.3	4.30±0.80
systématique	+8.83-9.83	+6.34-7.13	+2.12-2.38	+0.66-0.68	+7.38-8.42	+5.68-6.42	+1.87-2.03	+0.43-0.45
$t\bar{t} \rightarrow l + jets$	0.05±0.01	1.51±0.02	7.32±0.03	14.41±0.02	0.04±0.01	1.16±0.02	6.07±0.02	12.91±0.02
$t\bar{t} \rightarrow ll$	0.40±0.01	2.23±0.01	1.49±0.01	0.52±0.01	0.31±0.01	1.81±0.01	1.33±0.01	0.47±0.01
total	67.59±0.37	60.37±0.47	29.14±0.61	20.89±0.42	61.05±2.51	55.68±2.21	24.92±1.3	17.68±0.80
systématique	+8.83-9.83	+6.37-7.14	+2.49-2.46	+1.0-1.97	+7.38-8.42	+5.70-6.43	+2.06-2.15	+1.04-1.60
données	92	76	28	28	49	55	34	14

TAB. 5.24 – *Nombre d'événements du bruit de fond attendu dans les canaux $e + jets$ et $\mu + jets$ pour des événements simplement étiquetés.*

	e+jets			μ+jets		
	2 jets	3 jets	$\geq$4 jets	2 jets	3 jets	$\geq$4 jets
W+*légers*	0.02±0.01	0.02±0.01	< 0.01	0.02±0.01	0.01±0.01	< 0.01
$W(c\bar{c})$	0.06±0.01	0.04±0.01	< 0.01	0.05±0.01	0.03±0.01	< 0.01
$W(b\bar{b})$	0.05±0.01	0.03±0.01	0.02±0.01	0.05±0.01	0.03±0.01	< 0.01
Wc	0.04±0.01	0.02±0.01	< 0.01	0.04±0.01	0.02±0.01	< 0.01
$Wc\bar{c}$	0.15±0.01	0.06±0.01	0.03±0.01	0.13±0.01	0.06±0.01	0.02±0.01
$Wb\bar{b}$	1.76±0.04	0.59±0.02	0.25±0.01	1.46±0.03	0.62±0.02	0.18±0.01
$W + jets$	2.08±0.05	0.77±0.03	0.32±0.02	1.74±0.04	0.77±0.03	0.21±0.02
QCD	-0.03±0.16	-0.11±0.34	0.23±0.48	-0.08±0.30	-0.04±0.19	0.16±0.40
tq	0.25±0.01	0.09±0.01	0.02±0.01	0.19±0.01	0.07±0.01	0.02±0.01
tqb	0.05±0.01	0.12±0.01	0.07±0.01	0.04±0.01	0.09±0.01	0.06±0.01
$WW \rightarrow l\nu jj$	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01
$WZ \rightarrow l\nu jj$	0.10±0.01	0.02±0.01	< 0.01	0.09±0.01	0.01±0.01	< 0.01
$WZ \rightarrow jjll$	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01	< 0.01
$ZZ \rightarrow lljj$	< 0.01	< 0.01	< 0.01	0.02±0.01	< 0.01	< 0.01
bruit de fond	2.48±0.17	0.89±0.34	0.64±0.48	2.00±0.30	0.92±0.20	0.44±0.41
systématique	±0.57	±0.23	±0.1	±0.48	±0.22	±0.07
$t\bar{t} \rightarrow l + jet$	0.20±0.01	1.75±0.03	4.38±0.03	0.15±0.01	1.40±0.02	3.85±0.03
$t\bar{t} \rightarrow ll$	0.52±0.01	0.38±0.01	0.14±0.01	0.43±0.01	0.34±0.01	0.12±0.01
total	3.20±0.17	3.03±0.35	5.17±0.49	2.58±0.30	2.66±0.20	4.41±0.41
systématique	±0.6	±0.56	±1.03	±0.50	±0.47	+0.88-0.91
données	2	8	3	5	2	5

TAB. 5.25 – *Nombre d'événements du bruit de fond attendu dans les canaux $e + jets$ et $\mu + jets$ pour des événements doublement étiquetés.*

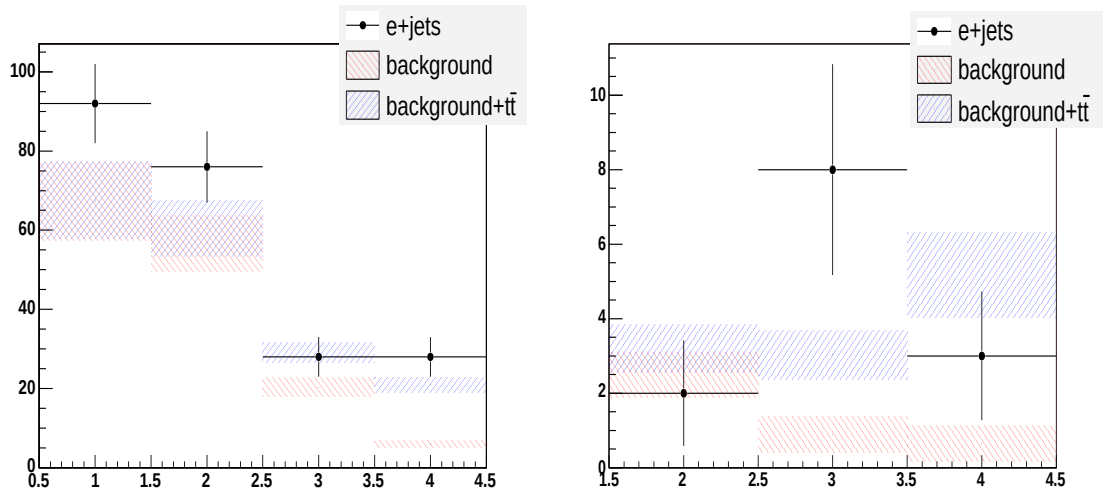


FIG. 5.18 – *Nombre d'événements prédits et observés dans le canal e + jets : simplement (à gauche) et doublement (à droite) étiquetés. L'erreur correspond à l'erreur totale sur le bruit de fond (en bleu) et sur la somme du fond et du signal (en rouge).*

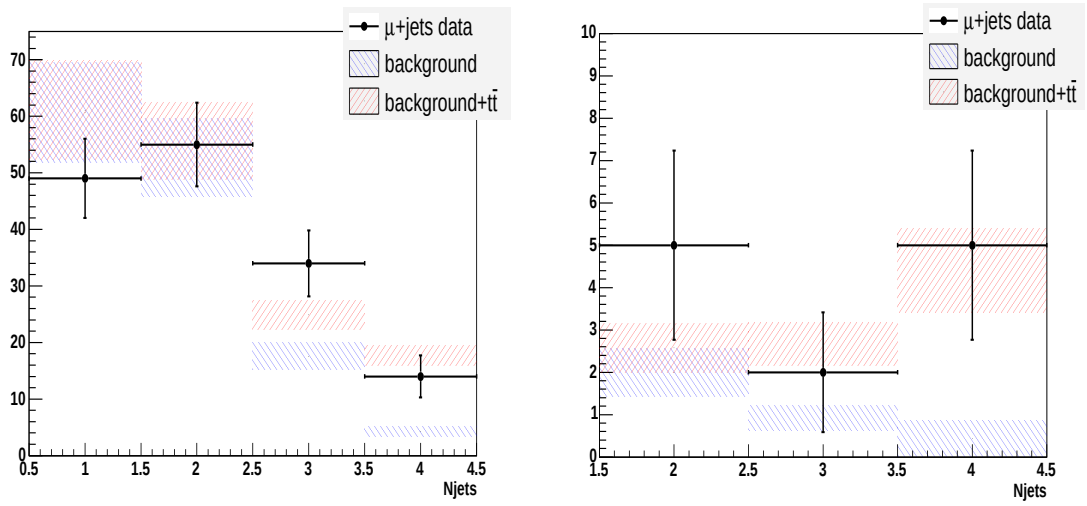


FIG. 5.19 – *Nombre d'événements prédits et observés dans le canal μ + jets : simplement (à gauche) et doublement (à droite) étiquetés. L'erreur correspond à l'erreur totale sur le bruit de fond (en bleu) et sur la somme du fond et du signal (en rouge).*

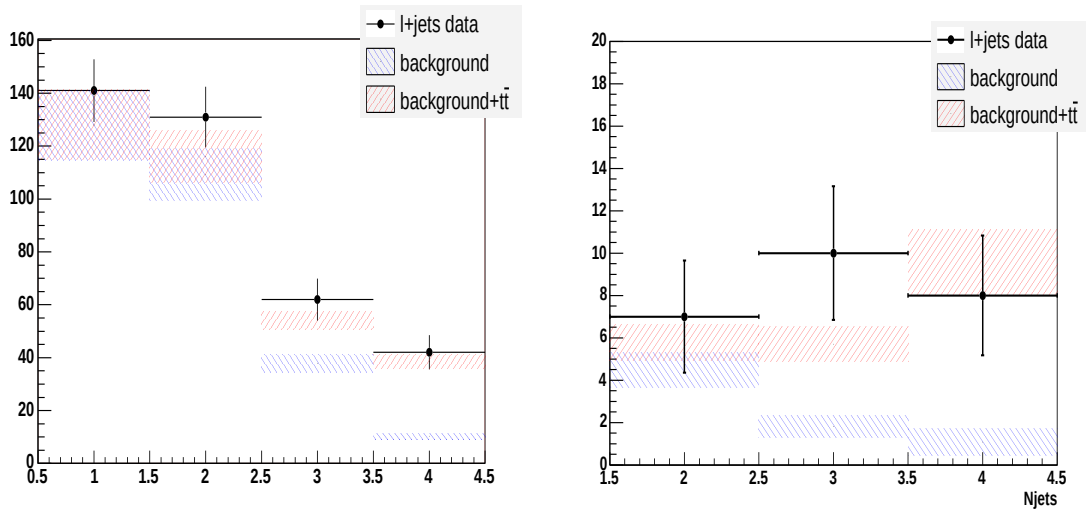


FIG. 5.20 – *Nombre d'événements prédits et observés dans les canaux combinés $e + jets$ et $\mu + jets$: simplement (à gauche) et doublement (à droite) étiquetés. L'erreur correspond à l'erreur total sur le bruit de fond (en rouge) et sur la somme du fond et du signal (en bleu).*

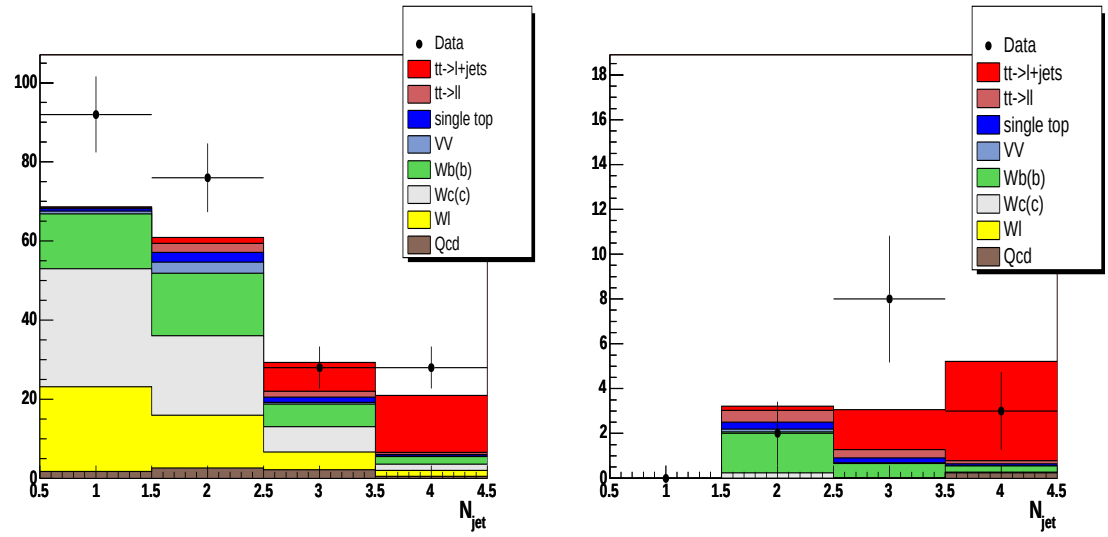


FIG. 5.21 – *Composition du bruit de fond dans le canal $e + jets$ pour des événements simplement étiquetés (à gauche) et doublement étiquetés (à droite).*

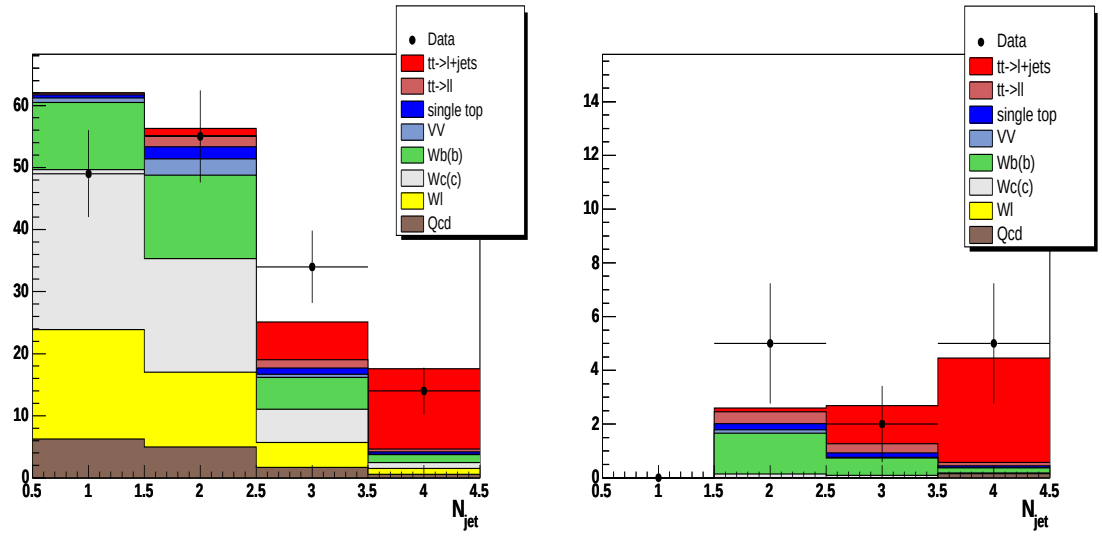


FIG. 5.22 – *Composition du bruit de fond dans le canal $\mu + jets$ pour des événements simplement étiquetés (à gauche) et doublement étiquetés (à droite).*

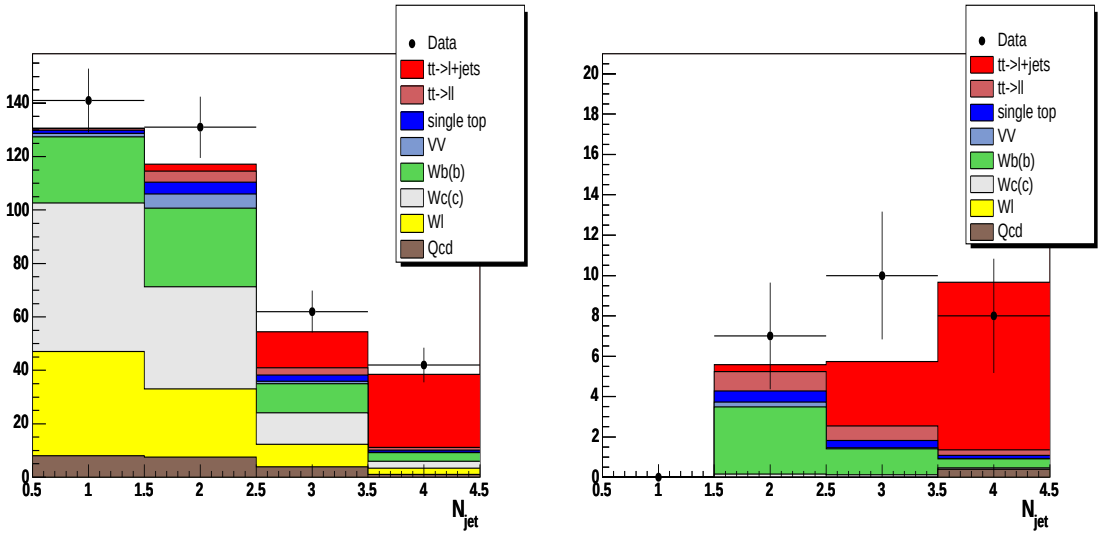


FIG. 5.23 – *Composition du bruit de fond dans les canaux combinés $e + jets$ et $\mu + jets$ pour des événements simplement étiquetés (à gauche) et doublement étiquetés (à droite).*

5.6.5 Procédure d'extraction de la section efficace $t\bar{t}$

La section efficace $\sigma_{t\bar{t}}$ est obtenue en combinant les deux canaux $e + jets$ et $\mu + jets$ à partir du nombre d'événements observés en excès par rapport à la prédiction pour le bruit de fond dans les multiplicités de jets 3 et ≥ 4.
Etant donné que les rapports signal sur bruit sont différents pour ces deux multiplicités, elles sont traitées comme des canaux distincts dans la combinaison. Comme nous l'avons déjà mentionné, les événements sont également distingués selon qu'ils soient simplement ou doublement étiquetés. Nous obtenons ainsi un ensemble de huit mesures. Rappelons finalement que le signal est composé des processus $t\bar{t} \to l + jets$ et $t\bar{t} \to ll$.
La section efficace est alors estimée par un ajustement du nombre total d'événements attendu au nombre d'événements étiquetés dans les données réelles en maximisant la fonction de vraisemblance définie par :

$$L(\sigma_{t\bar{t}}) = \prod_{jet-b=1,2} \prod_{l=e,\mu} \prod_{n=3,\geq 4} L_{l+nj}(\sigma_{t\bar{t}}) \tag{5.20}$$

où chaque terme de la fonction de vraisemblance est décrit par une distribution statistique de Poisson:

$$L_{l+nj}(\sigma_{t\bar{t}}) = \frac{e^{-\bar{N}^{tot}_{l+nj}(\sigma_{t\bar{t}})} \cdot \left(\bar{N}^{tot}_{l+nj}(\sigma_{t\bar{t}})\right)^{N^{tot}_{l+nj}}}{N^{tot}_{l+nj}!} \tag{5.21}$$

qui permet, due à la faible statistique, d'assurer un traitement correct des erreurs asymétriques.
Dans l'expression précedente, N^{tot}_{l+nj} représente le nombre total d'événements obervés dans la multiplicité de jets n et $\bar{N}^{tot}_{l+nj}$ est le nombre total d'événements prédit :

$$\bar{N}^{tot}_{l+nj}(\sigma_{t\bar{t}}) \quad = \quad \bar{N}^{tot}_{t\bar{t}\to l+nj}(\sigma_{t\bar{t}}) + \bar{N}^{tot}_{bckgd\to l+nj} \tag{5.22}$$

où $\bar{N}^{tot}_{bckgd\to l+nj}$ est la somme de tous les bruits de fonds prédits (incluant les événements QCD) et $\bar{N}^{tot}_{t\bar{t}\to l+nj}$ est la prédiction pour le signal :

$$\bar{N}^{tot}_{t\bar{t}\to l+nj}(\sigma_{t\bar{t}}) \quad = \quad \sigma_{t\bar{t}}\, \varepsilon^{tot}_{t\bar{t}\to l+nj} \cdot BR(t\bar{t} \to l + nj) \cdot \mathcal{L} \tag{5.23}$$

où $\sigma_{t\bar{t}}$, $BR(t\bar{t} \to l + nj)$ et $\mathcal{L}$ représentent, respectivement, la section efficace $t\bar{t}$ (paramètre libre de l'ajustement), le rapport d'embranchement et la luminosité intégrée totale pour le canal considéré.
Les erreurs systématiques sont alors calculées en variant la source d'erreur de plus ou moins un écart standard et en propageant cette variation dans les calculs de prédiction du bruit de fond et d'efficacité de préselection du signal. Une nouvelle fonction de vraisemblance est alors maximisée pour chaque variation. Ces erreurs sont ensuite sommées quadratiquement afin d'obtenir l'erreur systématique totale.

Remarque

Cette définition de la fonction de vraisemblance est approximative car elle ne tient pas compte de plusieurs types de corrélations :

1. le bruit de fond dépend de la section efficace $t\bar{t}$ théorique car nous avons soustrait ces événements après la présélection afin d'extraire le nombre d'événements *W+jets* utilisés pour la normalisation des processus $Wb\bar{b}$, Wjj, ...
2. le calcul des nombres d'événements $QCD\ W + jets$ et multijets repose sur la méthode de la matrice qui exploite les lots d'événements présélectionnés *loose* et *tight* qui sont statistiquement corrélés puisque le deuxième est un sous-ensemble du premier.
3. une corrélation de même nature intervient pour les nombres d'événements simplement et doublement étiquetés qui sont des sous-ensembles du lot présélectionné *tight*.

La prise en compte de ces corrélations est assez fastidieuse et n'a pu être incorporée à temps dans cette analyse. Une nouvelle méthode est en cours d'élaboration au sein du groupe d'analyse du quark top de DØ et permettra un traitement encore plus affiné ; elle devrait être utilisée pour les résultats du printemps 2005.

5.7 Incertitudes systématiques

5.7.1 Erreurs contribuant aux efficacités de présélection et d'étiquetage

La correction d'échelle en énergie *JES*

La correction JES [39] corrige l'énergie des jets reconstruits dans le calorimètre pour qu'elle corresponde à l'énergie du parton initial. Elle est appliquée aux données réelles et simulées. Les erreurs statistiques et systématiques de JES affectent l'efficacité de présélection et les poids d'étiquetage pour le signal et les bruits de fonds. Nous avons évalué cette erreur en faisant varier conservativement cette correction de $\pm 1\sigma$ avec :

$$\sigma = \sqrt{\sigma^2_{stat,data} + \sigma^2_{syst,data} + \sigma^2_{stat,MC} + \sigma^2_{syst,MC}} \tag{5.24}$$

La résolution en énergie des jets *JER*

L'erreur sur JER résulte en une erreur systématique sur les efficacités de présélection et d'étiquetage pour le signal et les bruits de fonds. Ces erreurs sont évaluées en faisant varier JER de $\pm 1\sigma$.

La reconstruction et l'identification des jets

L'étude des efficacités de reconstruction et d'identification des jets montre qu'elles diffèrent sensiblement entre les données réelles et simulées (cf. paragraphe VII.A de [135]). Un facteur correctif est alors calculé. Les erreurs systématiques sur les efficacités de présélection et d'étiquetage sont ainsi évaluées en comparant leur valeur respective entre des lots Monte-Carlos affectés ou non de cette correction [11].

La masse du quark top

Les effets dus à l'incertitude sur la masse du quark top ont été évalués en comparant les efficacités de présélection et d'étiquetage sur des lots d'événements Monte-Carlo dont la masse du quark top est fixée à 170 GeV/c^2 et à 180 GeV/c^2, par rapport à celles obtenues dans le lot par défaut dont la masse est fixée à 175 GeV/c^2.

Nous considérons pour les quatres sources d'incertitudes systématiques que nous venons de voir, que les erreurs systématiques sur l'efficacité de présélection et sur les poids d'étiquetage sont complètement corrélées entre elles, ainsi qu'entre le signal et les bruits de fond, entre les multiplicités de jets et entre les canaux $e + jets$ et $\mu + jets$.

Les efficacités de déclenchement

Nous avons utilisé le programme top_trigger [131] afin d'évaluer les poids de déclenchement dans les événements simulés. Comme nous l'avions expliqué, ils sont obtenus en appliquant les paramétrisations des efficacités mesurées pour chaque objet dans les données réelles. Les erreurs sur les poids de déclenchement sont obtenues en variant de $\pm 1\sigma$ les paramétrisations. Elles se traduisent par des erreurs systématiques sur les efficacités de présélection et d'étiquetage qui sont considérées comme étant complètement corrélées entre elles, et entre le signal et les bruits de fonds. Elles sont par contre décorrélées entre les multiplicités de jet et entre les canaux $e + jets$ et $\mu + jets$.

5.7.2 Erreurs contribuant aux poids d'étiquetage

Les poids d'étiquetage par événement ont été obtenus à partir de lots Monte-Carlo qui ont évidemment chacun une statistique limitée. Ceci entraîne une erreur systématique sur la prédiction du signal et des bruits de fonds.
Nous considérons également dans cette systématique, la contribution provenant de la statistique limitée des données réelles utilisées afin d'évaluer la probabilité d'étiqueter des événements de type QCD multijets dans le canal $e + jets$, et le

11. Ces erreurs systématiques n'ont été évaluées que pour le signal $t\bar{t}$ faute de lots Monte-Carlo pour l'étude de cette source d'incertitude aux bruits de fond.

nombre d'événements QCD étiquetés dans le canal $\mu + jets$ (cf. paragraphe 5.6.1). Etant donné que ces systématiques sont d'origine purement statistique, elles sont décorrélées les unes des autres ainsi qu'entre le signal et le bruit de fond, entre les multiplicités de jets et entre les canaux $e + jets$ et $\mu + jets$.

Nous allons à présent décrire l'ensemble des systématiques qui sont complètement corrélées entre le signal et le bruit de fond, entre les multiplicités de jets, et entre les canaux $e + jets$ et $\mu + jets$.

La taggabilité

Comme nous l'avions indiqué dans le paragraphe 5.5.1, la taggabilité a été paramétrisée en fonction de E_t^{jet} et η^{jet} dans les lots d'événements présélectionnés ainsi que dans le lot *EMQcd*. Ces paramétrisations sont appliquées aux jets du Monte-Carlo pour le signal et les bruits de fond, afin de prédire les poids d'étiquetage par événement. Nous avons varié de $\pm 1\sigma$ les valeurs utilisées pour produire ces paramétrisations, et nous avons réajusté ces distributions avec la même fonction.
Cette approche est conservative car elle ne tient pas compte de la corrélation entre les points expérimentaux de la distribution et les paramètres de la fonction choisie. Nous avons cependant préféré cette approche à celle qui avait été précédemment utilisée dans l'analyse 2003 [151] et qui consistait à faire varier les paramètres des fonctions de $\pm 1\sigma$ (en utilisant la matrice de covariance de l'ajustement). En effet cette approche ne tient pas compte du choix de la fonction d'ajustement, et nous avons remarqué dans certains cas que des différence relatives de $\pm 10\%$ pouvaient être observées pour différent choix de cette fonction.

La dépendance en saveur de la taggabilité

Nous avons également vu que la taggabilité pouvait dépendre, bien que faiblement, de la saveur des jets. Nous avons ainsi paramétrisé des corrections en fonction de E_t^{jet} et η^{jet}. Afin d'étudier la sensibilité du lot Monte-Carlo utilisé pour paramétriser ces corrections, nous avons utilisé à la place des lots QCD, des lots $Wc\bar{c}$ et $Wb\bar{b}$. Les différences observées entre les poids d'étiquetage et sur la section efficace extraite sont négligeables, correspondants à $\pm 0.2\%$ d'erreur relative.

Les efficacités d'étiquetage dans les données simulées

Comme nous l'avons explicité précédemment dans le cas de la taggabilité, une source d'erreurs systématiques provient de la statistique limitée des lots Monte-Carlo utilisés pour construire les paramétrisations des efficacités d'étiquetage, ainsi que du choix de la fonction d'ajustement. Cette erreur concerne toutes les paramétrisations que nous avons présentées dans le chapitre 4 : efficacités d'étiquetage des *jet-b* et des *jet-c* (inclusives et semi-leptoniques) dans la simulation et dans les données réelles ainsi que de l'efficacité d'étiquetage des *jet-légers*.

L'efficacité d'étiquetage dans les données réelles

L'incertitude systématique sur l'efficacité d'étiquetage dans les données réelles est obtenue à partir des erreurs systématiques de la méthode *SystemD* développée dans le chapitre 4. Les contributions principales proviennent des erreurs sur les facteurs correctifs κ_b et β, correspondant respectivement aux hypothèses de décorrélations des deux algorithmes d'étiquetage (*JLIP* et la coupure sur le p_t^{rel} du muon) et des efficacités d'étiquetage de deux *jet-b*.

L'efficacité d'étiquetage négatif dans les données réelles

Nous avons ajouté quadratiquement aux erreurs statistiques $\pm 3\%$ d'erreur relative provenant des différences observés entre les paramétrisations obtenues sur les lots d'événements *EMQcd* et *jet-trigger*.

Les facteurs correctifs SF_{hf} et SF_{ll}

Nous avons vu que l'efficacité d'étiquetage négatif était corrigée par deux facteurs correctifs SF_{hf} et SF_{ll} afin d'évaluer l'efficacité d'étiquetage positif des *jet-légers*. En plus des erreurs systématiques provenant de leur paramétrisations respectives, nous avons ajouté quadratiquement des erreurs relatives de $\pm 7.2\%$ et $\pm 9\%$, calculées dans la paragraphe 4.6, respectivement, pour SF_{hf} et SF_{ll}.

L'hypothèse $SF_c = SF_b$

Des études antérieures [151] utilisant des données produites avec la version `p13` du code de reconstruction de DØ ont montré que des différences entre la fragmentation des quarks b et c ont pour conséquence que le rapport du facteur SF_c sur SF_b peut atteindre une valeur de 0.84. Bien que nous pensions que l'amélioration apportée aux efficacités de reconstruction des traces dans les données `p14` rapproche cette valeur de 1, nous avons conservativement gardé 0.84. Ainsi, l'erreur systématique résultant de l'hypothèse d'égalité des deux facteurs, se traduit par le remplacement :

$$SF_c = SF_b \rightarrow SF_c = SF_b \times 0.84. \tag{5.25}$$

Etant donné que seuls les bruits de fond contenant des quarks c seront affectés, nous ne nous attendons pas à ce que cette erreur affecte sensiblement la section efficace $t\bar{t}$.

Dépendance du modèle de désintégration

Les paramérisations des efficacités d'étiquetage des *jet-b* et des *jet-c* ont été obtenues à partir des lots Monte-Carlo $t\bar{t}$, qui comme nous l'avons mentionné dans le paragraphe 5.2, ont été interfacés à EvtGen afin de modéliser les désintégrations des quarks lourds.

Nous avons ainsi remplacé ces paramétrisations par celles obtenues sur des lots $Z \rightarrow b\bar{b}$ et $Z \rightarrow c\bar{c}$ dont les désintégrations ont été modélisées par PYTHIA. Nous évaluons ainsi une erreur systématique due à la dépendance du modèle de fragmentation en assignant symétriquement, la différence observés entre les poids d'étiquetage obtenus avec les deux jeux de paramétrisations.

5.7.3 Les incertitudes globales de l'analyse

Ces systématiques sont décorrélées entre les multiplicités de jets et entre les canaux d'analyse $e + jets$ et $\mu + jets$.

Les fractions *W+jets*

Nous avons décrits dans le paragraphe 5.2.3, la procédure permettant d'obtenir les fractions relatives des processus *W+jets*. Elle possède plusieurs sources de systématiques :

1. la limitation en statistique des lots Monte-Carlo utilisés pour évaluer l'efficacité de présélection (incluant la procédure d'association des partons).
2. la procédure d'extrapolation dans la multiplicité à quatre jets.
3. l'incertitude sur les sections efficaces effectives des processus $Wb\bar{b}$ et $Wc\bar{c}$.
4. l'incertitude due à l'échelle de factorisation μ^2
5. l'incertitude due aux fonctions de distributions des partons (PDFs).

Les trois dernières sources de systématiques n'ont pu être évaluées pour l'instant faute de lots Monte-Carlo adéquats. Les systématiques dues à la procédure d'extrapolation ont été calculées en prenant en compte les erreurs sur l'ajustement.

Les sections efficaces $Wb\bar{b}$, $W(b\bar{b})$, $Wc\bar{c}$, $W(c\bar{c})$

Les sections efficaces des processus QCD $W + jets$ souffrent de grandes incertitudes théoriques. Afin de réduire la sensibilité de l'analyse à ces incertitudes, nous avons évalué les fractions relatives de chaque processus pour chaque multiplicité de jets et renormalisé leur contribution aux événements $W + jets$ observés dans les données réelles (après soustraction de la contribution QCD multijets). Nous renvoyons le lecteur à la référence [150] dans laquelle est discuté le traitement de ces sources d'incertitudes.
L'erreur systématique correspondante est obtenue en faisant varier dans ALPGEN les sections efficaces de ces processus de $\pm 50\%$ avant la procédure d'association partonique. Ces variations sont complètement corrélées entre les processus $Wb\bar{b}$ et $W(b\bar{b})$ d'une part, et entre les processus $Wc\bar{c}$ et $W(c\bar{c})$ d'autre part. Elles sont par contre décorrélées entre les processus $Wb\bar{b}$ et $Wc\bar{c}$.

Les incertitudes sur ε_{sig} et ε_{QCD}

L'incertitude sur les nombres d'événements *W+jets* et QCD obtenus par la méthode de la matrice après la présélection est obtenue en variant ε_{sig} et ε_{QCD} de $\pm 1\sigma$. Les valeurs observées pour chaque variation sont additionnées quadratiquement.

5.8 Résultats

Les fonctions de vraisemblance utilisées afin d'obtenir les erreurs statistiques de la section efficace sont illustrées sur la figure 5.24 pour chaque canal séparément et pour leur combinaison. Ces erreurs sont obtenues par variation de plus ou moins 1 à partir du minimum de la fonction $\mathcal{L}(\sigma_{t\bar{t}}) = -2 \ln L(\sigma_{t\bar{t}})$.
La table 5.26 résume l'ensemble des contributions des sources d'erreurs systématiques pour chaque canal et leur combinaison.

Le résultat pour chaque canal est de :

$$\begin{aligned} \text{e} + \text{jets} \quad &: \quad \sigma_{t\bar{t}} = 9.35^{+1.88}_{-1.70}\,(\text{stat})\,^{+1.59}_{-1.33}\,(\text{syst})\ \pm 0.61\,(\text{lumi})\ \text{pb}; \\ \mu + \text{jets} \quad &: \quad \sigma_{t\bar{t}} = 7.00^{+1.86}_{-1.65}\,(\text{stat})\,^{+1.46}_{-1.23}\,(\text{syst})\ \pm 0.45\,(\text{lumi})\ \text{pb}; \end{aligned}$$

et leur combinaison :

$$\boxed{\text{lepton} + \text{jets} \quad : \quad \sigma_{t\bar{t}} = 8.28^{+1.31}_{-1.21}\,(\text{stat})\,^{+1.53}_{-1.27}\,(\text{syst})\ \pm 0.53\,(\text{lumi})\ \text{pb}.}$$

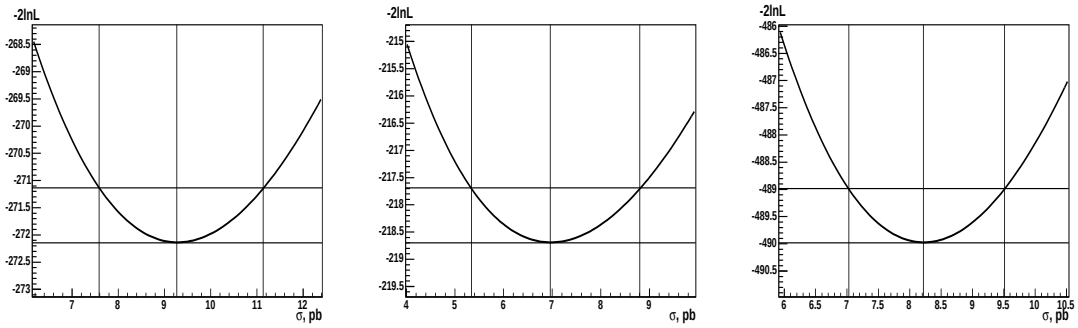


FIG. 5.24 – *Les fonctions de vraisemblance de chaque canal : e + jets (à gauche) et μ + jets(au centre), et leur combinaison (à droite).*

5.9 Discussion et comparaison

Nous venons de présenter une mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$ dans le canal de désintégration lepton+jets en utilisant l'algorithme $JLIP$ afin d'identifier les jets de quarks beaux issus de la désintégration des paires $t\bar{t}$. Le résultat obtenu est en accord, dans la limite des erreurs de la mesure, avec les prédictions théoriques (cf. paragraphe 3.2.1) : $\sigma_{t\bar{t}} = 6.77 \pm 0.84$ pb [95, 97].
Deux autres mesures ont été effectuée au sein de l'expérience DØ en utilisant la même méthode mais avec les algorithmes d'identifications SVT et $CSIP$ décrits dans l'annexe B. Les résultats obtenus sont [**?**] :

$$\text{lepton} + \text{jets} \quad : \quad \sigma_{t\bar{t}} = 8.24^{+1.34}_{-1.25}\,(\text{stat})\,^{+1.89}_{-1.63}\,(\text{syst})\ \text{pb} \qquad (SVT) \qquad (5.26)$$

$$\text{lepton} + \text{jets} \quad : \quad \sigma_{t\bar{t}} = 7.18^{+1.28}_{-1.19}\,(\text{stat})\,^{+1.89}_{-1.38}\,(\text{syst})\ \text{pb} \qquad (CSIP) \qquad (5.27)$$

Ces deux analyses ont cependant bénéficié de quelques améliorations par rapport à celle présentée dans ce document. Entre autre, les corrections en énergie des jets ont été modifiées et il semblerait que notre incertitude est trop faible d'un facteur ∼0.6. De plus, le traitement des systématiques dues à la procédure d'association partons-jets et aux incertitudes de sections efficaces des processus $W + jets$ ont été complétées. La comparaison des résultats devient ainsi plus qualitative mais nous pouvons tout de même affirmer que l'accord entre les résultats est bon dans la limite des erreurs.

L'expérience CDF a également mené une campagne de mesures des propriétés du quark top. La mesure de la section efficace de production de paires de quarks top a été effectuée en utilisant un algorithme de reconstruction de vertex secondaires afin d'identifier les jets issus de la désintégration des quarks beaux. Il est très similaire à celui implémenté dans l'expérience DØ. Le résultat obtenu dans cette analyse est [153] :

$$5.6^{+1.2}_{-1.1}(stat.)\ ^{+0.9}_{-0.6}(syst.)\ pb \qquad (CDF) \qquad (5.28)$$

La comparaison avec notre résultat et ceux obtenus avec les algorithmes $CSIP$ et SVX est ici plus difficile bien qu'ils soient compatibles dans la limite des erreurs statistiques et systématiques. En effet, ce résultat tient compte dans le détails des incertitudes provenant des sources affectant les sections efficaces du signal et des bruits de fonds :

1. l'incertitude due à l'échelle de factorisation μ^2.
2. l'incertitude due aux fonctions de distributions des partons (PDFs).
3. l'incertitude sur les sections efficaces des processus $Wb\bar{b}$, $W(b\bar{b})$, $Wc\bar{c}$, $W(c\bar{c})$.

Les deux premières sources d'incertitudes font défaut dans notre analyse et la troisième a été traitée conservativement en faisant varier les sections efficaces de ±50% (cf. paragraphe 5.7). De plus, notre résultat inclut une incertitude provenant

de la masse du quark top.
L'incertitude provenant de l'éfficacité d'identification des jets de quarks beaux, de la correction d'échelle en énergie des jets et de l'identification des leptons sont du même ordre de grandeur que dans notre analyse ($\sim 5-8\%$). Ainsi ces résultats sont en accord raisonnable.

Nous avons complété les résultats présentés dans ce chapitre par les distributions de variables cinématiques et topologiques présentées dans l'annexe D pour les événements présélectionnés étiquetés. On constate que dans la limite des erreurs de normalisations, les bruits de fond, contribuant principalement aux événements *W+ 1 jet* et *W+ 2 jets*, sont correctement décrits. Les distributions des événements *W+ 3 jets* et *W+* $\geq$ *4 jets* montrent clairement que la contribution du signal $t\bar{t}$ permet de reproduire les distributions observées dans les données réelles. Finalement, nous présentons dans la deuxième partie de cet appendice, les vues dans les plans, (r,ϕ), (r,z) et (η,ϕ) et les principales caractéristiques des candidats *lepton +* $\geq$ *4 jets* ayant deux jets étiquetés par $JLIP$.

	e+jets	μ+jets	l+jets
Échelle d'énergie (JES)	$^{+0.42}_{-0.28}$	$^{+0.33}_{-0.24}$	$^{+0.39}_{-0.26}$
Résolution E_t^{jet} (JER)	$^{-0.05}_{-0.02}$	$^{+0.05}_{-0.09}$	$^{+0.03}_{-0.07}$
Jet ID	$+0.37$	$+0.4$	$+0.39$
Masse du quark top	$^{+0.19}_{-0.09}$	$^{+0.15}_{-0.14}$	$^{+0.19}_{-0.12}$
Déclenchement EM1	$^{+0.25}_{-0.19}$		$^{+0.11}_{-0.09}$
Déclenchement EM3	$^{+0.09}_{-0.09}$		$^{+0.04}_{-0.04}$
Déclenchement Mu1		$^{+0.14}_{-0.10}$	$^{+0.08}_{-0.06}$
Déclenchement Mu2		$^{+0.31}_{-0.20}$	$^{+0.17}_{-0.12}$
Déclenchement JT1	≤ 0.01	≤ 0.01	≤ 0.01
Déclenchement JT2	≤ 0.01	≤ 0.01	≤ 0.01
Déclenchement JT3	$^{+0.03}_{-0.0}$	$^{+0.06}_{-0.0}$	$^{+0.05}_{-0.0}$
Efficacité de sélection du vertex primaire (PV)	$^{+0.07}_{-0.06}$	$^{+0.09}_{-0.04}$	$^{+0.11}_{-0.03}$
Présélection du lepton	∓ 0.07	$^{+0.30}_{-0.28}$	$^{+0.18}_{-0.16}$
Taggabilité dans les données	∓ 0.04	∓ 0.03	$^{+0.04}_{-0.03}$
Dépendance en saveur de la taggabilité	≤ 0.01	≤ 0.01	≤ 0.01
Efficacité d'étiquetage *jet-b* (données réelles)	$^{+0.86}_{-0.75}$	$^{+0.71}_{-0.61}$	$^{+0.80}_{-0.69}$
Efficacité inclusive d'étiquetage *jet-b* (MC)	$^{+0.16}_{-0.15}$	∓ 0.12	$^{+0.14}_{-0.13}$
Efficacité d'étiquetage *jet-b* $\rightarrow \mu$ (MC)	$^{+0.82}_{-0.80}$	$^{+0.66}_{-0.65}$	$^{+0.75}_{-0.73}$
Efficacité inclusive d'étiquetage *jet-c* (MC)	∓ 0.19	∓ 0.18	∓ 0.18
Dépendance du modèle de fragmentation	$+0.43$	$+0.37$	$+0.41$
Efficacité d'étiquetage négatif	∓ 0.15	∓ 0.16	∓ 0.16
Facteur SF_{HF}	∓ 0.21	∓ 0.20	$\mp +0.20$
Facteur SF_{ll}	∓ 0.22	∓ 0.22	$\mp +0.22$
Différence entre SF_b et SF_c	$+0.26$	$+0.25$	$+0.26$
Fractions W+jets	$^{+0.23}_{-0.22}$	∓ 0.17	$^{+0.16}_{-0.14}$
Sections efficaces $Wb\bar{b}$, $W(b\bar{b})$, $Wc\bar{c}$, $W(c\bar{c})$	± 0.46	± 0.56	± 0.51
Méthode de la matrice, ε_{sig}	∓ 0.01	∓ 0.01	≤ 0.01
Méthode de la matrice, ε_{bkg}	≤ 0.01	∓ 0.05	∓ 0.03
Total	$^{+1.59}_{-1.33}$	$^{+1.46}_{-1.23}$	$^{+1.53}_{-1.27}$

TAB. 5.26 – *Résumé des erreurs systématiques sur $\sigma_{t\bar{t}}$ (pb).*

Conclusion et perspectives

Nous avons présenté dans cet ouvrage les deux composantes de ce travail de thèse effectué dans l'expérience DØ. L'identification des quarks beaux est nécessaire pour extraire le signal dans un nombre important de processus étudiés au Tevatron : section efficace de production QCD de quarks beaux ($p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$), recherche du boson de Higgs ($WH(\rightarrow b\bar{b})$) et du quark top isolé, recherche de nouvelles particules (sbottom, stop), mesure des propiétés du quark top, ...

Nous avons ainsi élaboré un algorithme d'étiquetage des jets de quark beau, $JLIP$, basé sur le paramètre d'impact des traces reconstruites par le nouveau trajectographe de DØ. Cet algorithme a été appliqué dans les données réelles et à la simulation, ce qui a nécessité une procédure d'étalonnage et de validation.
$JLIP$ inaugure une nouvelle ère de performances de l'identification des quarks beaux dans l'expérience DØ. En effet, durant le RunI seule la présence d'un muon dans un jet permit de sélectionner de tels candidats avec une efficacité réduite ($signal/\sqrt{bruit} \sim 3$). Les performances de $JLIP$ mesurées dans les données réelles atteignent une efficacité d'identification des jets de quark beau de 55% pour un bruit de fond retenu de 1%. Le facteur de réjection pourra encore être amélioré en combinant $JLIP$ avec l'information d'un algorithme de reconstruction de vertex secondaire. Des études préliminaires indiquent déjà une réjection du fond supérieure pour une efficacité d'identification des quarks beaux comparable.

Nous avons appliqué cet algorithme afin d'identifier les quarks beaux issus de la désintégration de paires de quarks top produits par interaction forte $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow lepton{+}jets$. Ceci nous a permis d'effectuer l'une des premières mesures de la section efficace de production de paires de quarks top utilisant l'étiquetage des jets de quark beau avec le nouveau trajectographe de DØ. Avec une luminosité intégrée d'environ 160 pb^{-1} dans chaque canal de désintégration ($e + jets$ et $\mu + jets$), nous obtenons une mesure combinée de la section efficace $\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})$ avec une précision relative de $\pm 25\%$. Le résultat obtenu est en bon accord avec les calculs théoriques les plus récents qui ont une incertitude de $\pm 13\%$ ainsi qu'avec les mesures effectuées dans DØ utilisant différentes approches ainsi qu'avec celles effectuées dans l'expérience CDF.
Bien que les erreurs statistique et systématique soient du même ordre de gran-

deur, il est important d'envisager la réduction de certaines sources d'incertitudes systématiques car le rythme d'accumulation de nouvelles données s'accélère.
Trois points essentiels sont à considérer :

1. une meilleure compréhension des incertitudes systématiques liées aux méthodes d'évaluation des performances de l'algorithme $JLIP$;
2. une amélioration des incertitudes liées à la correction d'échelle de l'énergie des jets (JES) ;
3. un meilleur traitement dans la simulation des processus $W + jets$ (association partonique, coupure de génération) et une moindre dépendance en fonction des sections efficaces $Wb\bar{b}$ et $Wc\bar{c}$.

Notons enfin que cette analyse n'a pas encore été complètement optimisée. Le rapport signal sur bruit peut être encore amélioré, par exemple en ajoutant des coupures sur des variables topologiques telles que la somme de l'énergie transverse des jets (H_t) ou l'aplanarité.

Avec les performances du Tevatron et du détecteur DØ au RunII, c'est un programme de mesures de précision du secteur du quark top qui s'ouvre. Il nécessite l'élaboration de techniques d'analyse performantes dont l'identification des jets de quark beau est l'un des principaux ingrédients. Une bonne connaissance des propriétés du quark top nous aidera à contraindre les prédictions du Modèle Standard et constituera un élément indispensable à la recherche de nouvelle physique.

Bibliographie

Le complexe du laboratoire national de Fermi

[1] http://www.fnal.gov/faw/fermilab_at_work.html

[2] http://www.fnal.gov/faw/experimentsprojects/index.html

[3] H. E. Montgomery, *"Physics with the Main Injector"*, arXiv:hep-ex/9904019

[4] http://www-lib.fnal.gov.archive/1997/tm/TM_1991.html

Le détecteur DØ

[5] "The DØ Upgrade", unpublished (1990) ;
DØ Notes 1148 (1991), 1322 (1992), 1421 (1992), 1733 (1993).

[6] *"DØ Upgrade Technical Design Summary"*, DØ note 2962.

[7] M. Klute, PhD Thesis, *"A Measurement of the $t\bar{t}$Production Cross Section in Proton-AntiProton Collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV " with de* DØ *Detector at the Tevatron Using Final States With a Muon and Jets.*

[8] S. Abachi, DØ Collaboration, *"The* DØ *Upgrade. The Detector and Its Physics"*, June 1996,
FERMILAB-PUB-96/3576E (1996)

[9] T. Zimmerman *et al.*, *"The SVX II Readout Chip"*, IEEE Tractions on Nuclear Science, Vol. 42, No. 4, August 1995.

[10] *"Conceptual design of a 2 Tesla Superconducting Solenoid for the Fermilab* DØ *Detector Upgrade"*, DØ Note 2167 and Fermilab TM-1886 (May,1994)

[11] *http://pdg.lbl.gov/*

[12] R. J. Hooper and G. Landsberg, *Search for Large Extra Spatial Dimensions in the Di-Muon Channel with* 100 pb^{-1} *of RunII data*, DØ Note 4230, August 2003.

[13] M. Adams *et al.*, *"Design Report for the Central Preshower Detector for the* DØ *Upgrade"*, DØ Note 3014, January 1996.

[14] A. Gordeev*et al.*, *"Design Report for the Forward Preshower Detector for the* DØ *Upgrade"*, DØ Note 3445, January 1998.

[15] S. Abachi, DØ Colaboration, *"The* DØ *Detector"*, NIM, A338 (1994).

[16] L. Groers, *"*DØ *Calorimter Upgradess for the Tevatron RunII"*, DØ Note 4240, Proceedings for the IXth International Conference on Calorimetry in Particle Physics, Annecy, France, October 9-14 2001.

[17] *"Technical Design Report for the Upgrade of the ICD for the* DØ *RunII"*, DØ Note 2686.

[18] M. Kopal, A. Kupco, *"Update on jet transverse momentum and dijet mass resolutions in p13.0500"*, DØ JES Group, 23 january 2003

[19] A. Goussiou *et al.*, *Jet Energy Scale and Resolution for the p13 Data and Monte-Carlo"*, DØ note 4115, March 2003.

[20] S. Beauceron, *"Recherche du boson de Higgs dans le canal WH et étude de la production* $Wb\bar{b}$ *dans les collisions* $p\bar{p}$ *à 1.96 TeV dans l'expérience* DØ *auprès du Tevatron de Fermilab"*, Thèse de Doctorat (avril 2004)

[21] S. Crepe-Renaudin. *"Energy Corrections for Geometry Effects for Electrons in RunII"*, DØ Note 4023.

[22] Run 2b Trigger Conceptual Design Report, The DØ Collaboration, October 14, 2001.

[23] T. Diehl *et al.*, *Technical Design Report of the Central Muon System"*, DØ Note 4214, August 2003

[24] T. Diehl *et al.*, *Technical Design Report for the Forward Muon Tracking Detector Based on Mini-Drift Tubes"*, DØ Note 336, December 1997

[25] T. Diehl *et al.*, *Technical Design Report of the for the forward trigger scintillator counters"*, DØ Note 3237, November 1997

[26] E. Nurse and P. Telford, *"Measurement of crsoss section times branching ratio for* $Z \to \mu^+\mu^-$ *in* $p\bar{p}$ *collisions at 1.96 TeV"*, DØ Note 4231, 4284 (2003)

[27] J. Qian, FERMILAB PAC, 13 december 2003

[28] F. Abe *et al.*, CDF Collaboration, *"Measurement of the Anti-Proton Proton Total Cross Section at* $\sqrt{s} = 546$ *and* 1800 *GeV"*, Phys. Rev. **D**50, 5550 (1994), Phys. Rev. **D**50, 5518 (1994)

[29] Tracking algorithm web page : http://www-clued0.fnal.gov/global_tracking/

[30] T. Diehl *et al.*, *"Tracking algorithm recommendation committee"* http://d0server1.fnal.gov/www/Computing/Web/Meeting-Reviews/TARC/TARC2Recom.pdf

[31] G. Hesketh, *"Central track extrapolation through the* DØ *detector"*, DØ Note 4079.

[32] A. Khanov, *"Htf: histogramming method for finding tracks. The algorithm description"*, DØ Note 3778 (2000)

[33] H. Greenlee, *"The* DØ *Kalman Track Fit"*, DØ Note 4303, December 2003

[34] Tracking/Vertexing group, http://www-d0.fnal.gov/global_tracking/vertex.html

[35] A.Schwartzman and M. Narain, DØ Note 4025.

[36] G. Blazey et al., DØ Note 3750.

[37] DØ Collaboration, B. Abbott, M. Bhattacherjee, D. Elvira, F. Nang, and H. Weerts, *"Fixed Cone Jet Definitions in* DØ*"*, FERMILAB-PUB-97-242-E.

[38] S. D. Ellis and D. E. Soper, *"Successive Combination Jet Algorithm for Hadron Collisions"*, Phys. Rev. **D**48, 3160-3166 (1993) arXiv:hep-ph/9305266

[39] Jet/ME$_T$ group, http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/calgo/jet_met/certification.html

[40] G. Bernardi *et al.*, *"Nada : A new event by event hot cell killer"*, DØ Note 3687 (1999)

[41] G. Bernardi and S. Trinicaz-Duvoid, *"Imrovement of the nada algorithm : Hot cell killing in* DØ RunII *data"*, DØ Note 4057 (2002).

[42] J.R. Vlimant, U. BAssler, G. Bernardi, S. trincaz-Duvoid, *"Technical description of the T42 algorithm for the calorimeter noise suppression"*, DØ Note 4146.

[43] Jet Energy Scale group, http://www-d0.fnal.gov/phys_id/jes/d0_private/certified/certified.html

[44] http://www-d0.fnal.gov/phys_id/emid/d0_private/emid.html

[45] Muon ID Algorithms group, http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/muon/muon_algo.html

[46] R. Brun and F. Carminati, CERN Program Library Long Writeup W5013 (1993)

[47] http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/cs/index.html

[48] R. Brun, http://root.cern.ch/

Introduction au modèle standard

[49] W. Greiner & J. Reinhardt, *"Quantum Electrodynamics"*, Springer, 1994.

[50] La renormalisabilité comme consq́uence de l'invariance de jauge : F.Dyson. Dans : Quantum electrodynamics. New York, Dover (1958)

[51] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579;
A. Salam et J. C. Ward, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 168;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** 1967 1264

[52] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973)

[53] P. W. Higgs, *"Broken symmetries and the masses of gauge bosons"*, Phys. Rev. Lett., 13 508-509 (1964)

[54] G.'t Hooft, *"Renormalizable Lagrangians for massive Yang-Mills fields"*, Nucl. Phys. **B**, 35:167-188, 1971.

[55] L. Valentin, *"Noyaux et Particules. Modèles et Symétries"*, Hermann

[56] M. Gell-Mann, *"A schematic model of baryons and mesons"*, Phys. Lett. **8**, 214 (1964)

La physique du Top

[57] M. L. Perl *et al.* Phys. Rev. Lett. **70B**, 487, (1977)

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

[59] Kodama K. *et al.* (DONUT Collaboration), Phys. Lett. **B504** (2001) 218-224, arXiv:hep-ex/0012035

[60] *"Study of hadron and inclusive muon production from e^+e^- annihilation at 39.79 le$\sqrt{s} \leq$ 46.78 GeV"*, PETRA Collaboration, Phys. Rev. **D34**, 681-691 (1986)

[61] *"Search for Top Quark in e^+e^- Collisions at sqrt[s]=52 GeV"*, TOPAZ Collaboration, Phys. Rev. Lett. **60**, 97-100 (1988)

[62] UA1 Collaboration, G Arnison *et al.*, Phys. Rev. Lett. B **147**, 493 (1984);
C. Albajar *et al.* Z. Phys. C**48**, 1 (1990)

[63] UA2 Collaboration, T. Akesson *et al.*, Z. Phys., 179 (1990)

[64] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. 64, 147 (1990);
Phys. Rev. Lett. **64**, 142 (1990);
Phys. Rev. Lett. **D43**, 664 (1991);
Phys. Rev. Lett. **68**, 447 (1992);
Phys. Rev. Lett. **D45**, 3921 (1992);

[65] CDF collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995)

[66] DØ collaboration, F. Abachi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995)

[67] E. H. Simmons *"Top Physics"*, lectures presented at **TASI 2000**, arXiv:hrp-ph/0011244 v3 20 Dec 2000.

[68] E. Rice *et al.*, Phys. Rev. Lett. **48**, 906 (1982)

[69] J. Kuhn, *"The Top Quark and The Electroweak Interaction"*, 1995 SLAC Summer School,
arXiv:hep-ph/9707321

[70] W. Bartel *et al.*, Phys. Rev. Lett. B **146**, 437 (1984);
E. Elsen *et al.*, Z. Phys. **C46** 349 (1990)
H.J Behrend *et al.*, Z. Phys. **C47** 333 (1990)
A. Shimonaka *et al.*, Phys. Lett. **B268** 457 (1991)

[71] J-F. Lebrat, *"La Recherche du Quark Top dans le canl e+jets à* DØ*"*, Thèse de Doctorat de L'Université Paris XI (1996)

[72] S. Dawson, *"The Top Quark , QCD, and New Physics"*,
arXiv:hep-ph/0303191 v2, 21 Mar 2003

[73] S. Abachi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **79**, 1197 (1997) ;
B. Abbott*et al.*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2063 (1998);

Phys. Rev. D **58**, 052001 (1998);
Phys. Rev. D **60**, 052001 (1999)

[74] CDF Collaboration, Abe *al.*, Phys. Rev. Lett. **82**, 271 (1999)

[75] *"Description of a Method Develped to Measure the Mass if the Top Quark at*DØ*"*, F. Canelli, J. Estrada, T. Ferbel and G. Gutierrez, DØ Note 3975

[76] J. Estrada, dzero Collaboration, arXiv:hep-ex/0302031

[77] *Combination of* CDF *and* DØ *restults on the Top-Quark Mass"*, TEVEWWG/top2004/01, http://tevewwg.ffnal.gov
CDF Note 6955, DØ Note 4417,
arXiv:hep-ex/0404010, 8th April 2004.

[78] E. Thomson, *"Top and ElectroWeak Physics. Recent developments from experiment, phenomenology and theory"*, DPF2004, August 27.

[79] R. D. Peccei, S. Preis and X. Zhang, Nucl. Phys. **B349**, 305 (1990);

[80] R. S. Chivukula, E. Gates, E. H. Simmons and J. Terning, Phys. Lett. **B311**, 157 (1993);
R. S. Chivukula, E. H. Simmons and J. Terning, Phys. Lett. **B331**, 383 (1994);

[81] D. Carlson, Ehab Malkawi and C.-P. Yuan, Phys. Rev. Lett. **B337**, 145 (1994);
Ehab Malkawi and C.-P. Yuan, Phys. Rev. **D50** 4452 (1994);
Ehab Malkawi and C.-P. Yuan, MSUHEP-05107, January 1995

[82] Particle Data Group, K, Hagiwara *et al.*, Phys. Rev. D**66**, (2002) 010001.

[83] T. Affolder *et al.* Phys. Rev. Lett. **86** (2001) 3233,
arXiv:hep-ph/0012029

[84] M. Beneke *et al.*, *Top Quark Physics*,
arXiv:hep-ph/0003033.

[85] G. Eilam *et al.*, Phys. Rev. Lett., **66** (1191) 3105;
T. Mehen, Phys. Lett. **B417** (1998) 353,
arXiv:hep-ph/9801375

[86] I. I. Y. Bigi, Yu L. Dokshitzer, V. A. Khoze, J. H. Kuhn and P. Zerwas, Phys. Lett. **B181**, 157 (1986);
L. H. Orr and J. L Rosner, Phys. Lett. **B246**, 221 (1990), **B248**, 474(E).

[87] D. O. Carlson PhD Thesis dissertation :
"Physics of single-top quark production at hadron colliders",
arXiv:hep-ph/9508278, 9 Aug 1995.

[88] T. Affolder *et al.* Phys. Rev. Lett., **84**, 216 (2000);
arXiv:hep-ph/9909042

[89] V. Brager, J. Ohnemus and R. Phillips, Int. J. Mod. Phys. A **4**, 617 (1989)

[90] D. Chakraborty, J. Konigsberg, D. Rainwater, *"Review of Top Quark Physics"*
arXiv:hepph/0303092 v1 12 Mar 2003

[91] J. C. Collins and Wu-Ki Tung, Nucl. Phys. **B278**, 934 (1986);
F. Olness and Wu-Ki Tung, Nucl. Phys. **B308**, 813 (1988);

M. Aivazis, F. Olness and Wu-Ki Tung, Phys. Rev. Lett. **65**, 2339 (1990), Phys. Rev. D**50**, 3085 (1994);
M. Aivazis, J.C. Collins, F. Olness and Wu-Ki Tung, Phys .Rev. D**50**, 3102 (1994)

[92] The Standard Model and the top quark, Scott Willenbrock, arXiv:hep-ph/0211067 v3, 16 Dec 2002

[93] Bonciani, R. *et al.* Nucl. Phys. **B529**, 424 (1998)

[94] N. Kidonakis, *et al.* Phys. Rev. D **64**, 114001 (2001)

[95] N. Kidonakis and R. Vogt, *Top Quark production at the Tevatron at NNLO"* Phys., Rev. D**68**, 114014 (2003)
arXiv:hep-ph/0309045 v1 4 sep 2003

[96] Private Communication, Evelyn Thomson (CDF)

[97] M. Cacciari, S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason, G. Ridolfi, *The $t\bar{t}$cross-section at 1.8 and 1.96 TeV: a study of the sytematics due to parton densiotion and scale dependence*;
arXiv:hep-ph/0303085 v1 11 Mar 2003

[98] M. Smith and W. Willenbrock, Phys. Rev. D**54**, 6696 (1996);

[99] M. Smith and W. Willenbrock, Phys. Rev. D**54**, 5919 (1997);
S. Zhu, Phys. Lett. **B524** 238 (2002);
arXiv:hep-ph/0109269

[100] T. Seltzer, Z. Sullivan and S. Willenbrock, Phys. Rev. D**56** 5919 (1997);
arXiv:hep-ph/9705398

[101] Harris BW *et al.*, Phys. Rev. D**66**, 054024 (2002)

[102] Affolder T *et al.*, CDF Collaboration, Phys. Rev. D**65**, 91102 (2002)

[103] Abbott B. *et al.*, DØ Collaboration, Phys. Lett. B**517**, 282 (2001)

[104] S. Greder, *"Top Quark Results At Tevatron"*, on behalf of the CDF and DØ Collaborations, Deep Inelastic Scattering Conference 2004

[105] L. Sonnenschein, *Top Quark Cross-Sections"*, on behalf of the CDF and DØ Collaborations, ICHEP Conference 2004

[106] A.P Heinson, A.S. Belyaev, E.E. Boos, Phys. Rev. D**56**, 3114 (1997)
T. Tait, Phys. Rev. D**61**, 034001 (2000)
A.S. Belyaev, E.E. Boos, arXiv:hep-ph/0003260
A.S. Belyaev, E.E. Boos, Dudko L. Phys. Rev. D**59**, 075001 (1999)

[107] R. Kauffman, Phys. Rev. D**41**, 3343 (1990)

[108] B. Grzadkowski and W.-Y. Keung, Phys. Lett. **B319**, 526 (1993);
M. Nowakowski and A. Pilaftsis, Mod. Phys. Lett. **A4** 821, (1989); Z. Phys. **C42**, 449, (1989);
A. Pilaftsis, Z. Phys **C47**, 9 (1990);
M. Nowakowski and A. Pilaftsis, Mod. Phys. Lett. **A6** 1933, (1991); Phys. Lett. **B245**, 185, (1990);

[109] S.L. Glashow, J. Illiopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D2, 1295 (1970)

[110] A. Juste, DØ Oklahoma Workshop (2003).

[111] R. Frey *et al.*, arXiv:hep-ph/9704243 (1997);
J.A. Aguilar-Saavedra, G.C. Branco, Phys. Lett. B495, 347 (2000)

L'étiquetage des jets

[112] A. Garcia-Bellido, et al., DØ Note 4320, January 2004.

[113] W.T Scott, Rev. Mod. Phys. **35**, 231 (1963)

[114] *b-tagging in DELPHI at LEP*, CERN-EP-Paper 294, European Organization for nuclear research.

[115] ALEPH Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. **A378** (1996) 57 .

[116] Lisa Chabalina, Regina Demina, Alexander Khanov, Flera Rizatdinova, *"CSIP Tagger"*,
http://www-d0.fnal.gov/phys_id/bid/d0_private/certification/p14-certification.html

[117] *"Heavy Quark Production at CDF"*, Ch. Paus, FERMILAB-Conf-02/276-E November 2002

[118] *"Heavy Flavour Production at the Tevatron"*, **ICHEP 2001**, Ph. Gutierrez.

[119] *"Sources of b quarks at the Fermilab Tevatron and their correlations"*, R.D. Field, Phys. Rev. D, , 094006

[120] B. Clément, D. Bloch, D. Gelé, S. Greder, A-C Le Bihan, I. Ripp-Baudot, *"SystemD or how to get signal, backgrounds and their efficiencies with real data"*, DØ Note 4159, June 2003

[121] b-ID p14 Certification Samples,
http://www-d0.fnal.gov/phys_id/bid/d0_private/certification/p14/samples.html

[122] Nefertiti top_analyzed samples,
http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/

[123] Lorenzo Feligioni, Philipp Schieferdecker, Ariel Schwartzman, Meenakshi Narain,
"Secondary Vertex Tagger",
http://www-d0.fnal.gov/phys_id/bid/d0_private/certification/p14-certification.html

[124] ALEPH Collab., R. Barate et al., Phys. Lett. **B401** (1997) 163;
OPAL Collab., G. Abbiendi et al., E. Phys. J. **C8** (1999) 217;
DELPHI Collab., P. Abreu et al., E. Phys. J. **C10** (1999) 415;
L3 Collab., M. Acciarri et al., E. Phys. J. **C13** (2000) 47.

[125] D0 note 4379 : *"Search for new physics in Jets + Missing E_T topologies"*, (March 11, 2004).
D0 note 4478 : *"Combined Z+b/Z+j"* (results Summer 2004).
D0 note 4394 : *"Evidence for Wbbbar Production at $\sqrt{s}$ =1.96 TeV"* (March

16, 2004).
D0 note 4348 : Performance of the JLIP b-tagger in p14 (March 30, 2004).
D0 note 4224 : *"Towards a Measurement of the W+2jets and Wbbbar Production Cross Section at* $\sqrt{s} = 1.96$ *TeV"* (April 8, 2004).

[126] *"A Search for* $Wb\bar{b}$ *and* WH *Production in* $p\bar{p}$ *Collisions at* $\sqrt{s}$ *=1.96 TeV"*, DØ Collaboration
Fermilab-Pub-04/288-E
arXiv:hep-ex/0410062 v1 21 Oct 2004 (submitted)

[127] D0 note 4348 : *"Performance of the JLIP b-tagger in p14"* (March 30, 2004).
D0 note 4158 : *"Performance of the Jet LIfetime Probability method for b-tagging in D0 data"* (June 10, 2003).
D0 note 4069 : *"Jet Lifetime b-tagging"* (December 18, 2002).

[128] http://www-d0.fnal.gov/phys_id/bid/d0_private/combination/

L'analyse de la section efficace de production de paires de quarks top

[129] DØ Note 4419, February 2004.
"DØtop analysis and data sample for the winter conferences 2004",
http://www-d0.fanl.gov/Run2Physics/top/private/winter04/winter04_top_note_v0_3.ps

[130] *"Top Trigger Selection and Application of Turn On Curves to the Monte Carlo"*, DØ Note 4508, July 2004.

[131] *"Top Trigger Efficiency Measurements and the top_trigger package"*,DØ Note 4512, July 2004.

[132] J. Kozminski, R. Kehoe, H. Weerts, S.-J. Park, A. Quadt, J. gardner and S. Jabeen, *"Electron likelihood in p14"*, draft DØ note (2003)

[133] M. Mulders et al., p14 Muon-ID certification note (2004)

[134] D. Whiteson and M. Kado, *"Muon Isolation Studies"*, DØ Note 4070.

[135] DØ Note 4422, February 2004,
http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/private/winter04/winter04_ljets_note_v0_5.ps

[136] The Top production Subgroup, *Measurement of the* $t\bar{t}$*cross-section at* $\sqrt{s} =$ 1.96 *TeV in lepton+jets final states using soft muon tags*, February 2004.

[137] M. Mangano *et al.*, arXiv:hep-ph/0206293

[138] E. Boos, L. Dudko and V. Savrin, A. sherstnev in preparation.

[139] E. Boos, L. Dudko and V. Savrin, CMS Note 2000/065

[140] A. Pukhov et al., Report INP-MSU 98-41/542, arXiv:hep-ph/9908288
http://theory.sinp.msu.ru/comphep

[141] http://pdg.lbl.gov/pdf.html

[142] http://www.phys.psu.edu/ cteq/

[143] http//:hpjmiady.ifj.edu.pl/programs/node6.html

[144] http://www.phys.ufl.edu/r̃field/cdf/tunes/rdf_tunes.html

[145] F. A. Berends, H. Kuijf, B. Tausk and W.T Giele, *"On the production of W and jets at hadron colliders"*, Nucle. Phys. B357:32-64,1991

[146] M. Smith and S. Willenbrock, Phys. Rev. **D54**, 6696 (1996);
T. Stelzer, Z. Sullivan and S. Willenbrock, Phys. Rev. **D56**, 5919 (1997);
B. W. Harris, E. Laenen, L. Phaf, Z. Sullivan, S. Weinzierl, Phys. Rev. **D66**, 054024 (2002);

[147] G. Mahlon and S. Parke, Phys. Rev. **D55**, 7249 (1997) ,
arXiv:hep-ph/9611367

[148] V. Ilyi *et al.*, *"*CompHEP-Pythia*interface"* (to appear in CMS Note)

[149] J.M. Campbell and R.K. Ellis, Phys. Rev. **D60** 113006 (1999)

[150] M. Mangano. tlk given at the Matrix Element and Monte-Carlo Tuning Workshop, Fermilab, nov 16, 2002.
http://cepa.fnal.gov/personal/mrenna/tuning/nov2002/mlm.pdf

[151] *"Measurement of the ttbar cross section at sqrt(s) = 1.96 TeV using lifetime tagging"*, DØ Note 4141

[152] E. Barberis, T. Golling, I. Iashvili, A. Juste, A. Quadt, P. Schiferdecker, *"The Matrix Method and its Error Calculation"*, DØ Note 4564
bibitembib:csipsvtana *"Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section at $\sqrt{s}$=1.96 TeV using lifetime tagging"* C. Clement, R. Demina, T. Golling, A. Juste, S. Greder, A. Khanov, S. Lager, F. Rizatdnova, E. Shabalina, J. Strandsberg, *"Preliminary results for 2004 Summer Conferences"*,
http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/top/index.html

[153] *"Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross Section in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s}$=1.96 Tev using Lepton+Jets Events with Secondary Vertex b-tagging"*
arXiv:hep-ex/0410041 v1, 15 Oct. 2004

Table des figures

1.1 Vue aérienne de Fermilab dans la banlieu de Chicago. 14
1.2 Chaîne de création et d'accélération des (anti) protons. 15
1.3 La production d'ions H^- et l'accélérateur Cockroft-Walton. 16
1.4 Principe de fonctionnement du refroidissement stochastique des antiprotons. 17
1.5 Principe de création des antiprotons. 18
1.6 Débuncheur et accumulateur. 19
1.7 Luminosité intégrée délivrée par le Tevatron depuis le début de prise de données du RunII. 20
1.8 Luminosité instantanée produite par le Tevatron d'avril 2001 à août 2004 21
1.9 La collaboration DØ 22
1.10 Vue en coupe transversale du détecteur DØ 23
1.11 Coupe longitudinale du système de reconstruction de traces. 24
1.12 Vue complète du détecteur SMT. 25
1.13 Vue transversale des couches du détecteur SMT 26
1.14 Photos des détecteurs composant le SMT 26
1.15 Une tomographie du SMT obtenue en reconstruisant des photons de conversion $\gamma \to e^+e^-$. 26
1.16 Trajectoires de particules reconstruites par le détecteur CFT. 27
1.17 Performances du système de reconstructoin de traces et de vertex. . . 28
1.18 Vue des détecteurs de pieds de gerbes. 29
1.19 Photos d'un module du FPS. 29
1.20 Le calorimètre de DØ 30
1.21 Une cellule du calorimètre de DØ. 31
1.22 La segmentation et les compartiments calorimètre de DØ. 31
1.23 Photos de l'ICDet du FPS 32
1.24 Candidats M(e^+e^-) reconstruits en utilisant le calorimètre et le système de reconstruction de traces. 33
1.25 Le système de détection de muons de DØ. 34
1.26 Photo du système de détections des muons 35
1.27 Candidats $M(\mu^+\mu^-)$: J/ψ et Z 35
1.28 Candidats $M(\mu^+\mu^-)$. 36

1.29 Moniteur de luminosité. 36
1.30 Le système de déclenchement de DØ. 37
1.31 Trajectoires de particules reconstruites par le détecteur CFT et eff de reconstruction en fonction du $p_t$des traces. 39
1.32 Position du vertex primaire dans le plan transverse en fonction de $|z_{PV}|$ dans les données réelles. 41
1.33 Résolution du vertex primaire dans le plan transverse dans les données réelles. 41
1.34 Résolution en énergie des jets de cône $R = 0.5$. 44
1.35 Corrections d'échelle en énergie des jets. 45

2.1 Diagrammes de Feynman de diffusion électromagnétique d'une paire f^+f^-. 51
2.2 Diagramme d'émission et de réabsorption d'un photon contribuant au propagateur d'un électron 52
2.3 Interactions électrofaibles par courant neutre et chargé. 53
2.4 Le potentiel de Higgs. 55
2.5 Section efficace du processus $e^+e^- \rightarrow hadrons$ vs $\sqrt{s}$. 57
2.6 Diagrammes de processus Q.C.D 58
2.7 Hadronisation d'une paire $q\bar{q}$. 59
2.8 Ajustement des observables électrofaible à l'été 2004. 61

3.1 Anomalie triangulaire dans le modèle standard 66
3.2 Contributions virtuelles du quark top aux propagateurs des bosons W et Z. 67
3.3 Mesures directes et indirectes de la masse du quark top au RunI. . . . 67
3.4 Corrections virtuelles du boson de Higgs aux masses des bosons W et Z. 69
3.5 La masse du boson W en fonction de la masse du quark top. 70
3.6 Interaction électrofaible par courant chargé du quark top. 71
3.7 Diagrammes de production de paires $t\bar{t}$ par interaction forte. 73
3.8 Vue partonique d'une création de paire $t\bar{t}$ 73
3.9 Diagrammes de production du quark top par interaction faible. 75
3.10 Désintégration d'une paire $t\bar{t}$ dans le canal lepton+jets 78

4.1 Différent processus de production de quarks b au Tevatron. 84
4.2 Taggabilité vs. E_t, η, Φ et mutliplicité des jets 89
4.3 Définition du signe du paramètre d'impact 90
4.4 Distribution de IP dans des événements $Z \rightarrow jets$. 92
4.5 Distribution de $\mathcal{S}_{IP}$ pour différentes catégories de traces. 93
4.6 Distribution de σ_{IP} pour différentes catégories de traces. 94
4.7 Correction de σ_{IP} en fonction de la multiplicité de traces au vertex primaire 95

4.8 σ_{IP} corrigé en fonction de p_{scat}pour chaque catégorie de traces 96
4.9 Masse invariante de V^0 97
4.10 Fractions des candidats V^0 reconstruits dans des jets étiquetable et dans des jets étiquetés 99
4.11 Fonction de résolution de $\mathcal{S}_{IP}$ pour différentes catégories de traces. . . 101
4.12 Distributions de probabilité de traces dans les données réelles et simulées102
4.13 Distributions de probabilité de jet dans les données réelles et simulées. 104
4.14 Efficacité d'étiquetage *loose* dans les données Monte-Carlo 106
4.15 Efficacité d'étiquetage pour des jets centraux avec $35 < E_t^{jet} < 55$ GeV107
4.16 Rapport des efficacités d'étiquetage des *jet-b* de différents processus Monte-Carlo. 108
4.17 Définition de ptrel, moment transverse du muon relativement à l'axe *jet+*μ 109
4.18 Ensemble de références pour les ajustements des distributions en p_t^{rel} 111
4.19 Ajustement de la distribution de p_t^{rel} dans les événements $muon - in - jet$ simplement étiquetés 112
4.20 Ajustement de la distribution de p_t^{rel} dans les événements $muon - in - jet$ doublement étiqutés 113
4.21 Efficacités et facteurs correctifs de la méthode *SystemD* 114
4.22 Facteur de corrélation β dans la méthode *SystemD*. 117
4.23 Validation dans des événements simulés de la méthode *SystemD* . . . 118
4.24 Efficacité d'identification des jets de quarks b dans les données réelles *muon-in-jet* en fonction de E_t^{jet}. 120
4.25 Facteur correctif SF_b pour différentes coupures (*loose, medium,et tight* sur $\mathcal{P}_{jet}$ 122
4.26 Efficacité d'identification de *jet-l* dans les données réelles et ses composantes $\varepsilon_-^{réelles}$, SF_{hf} et SF_{ll} en fonction de E_t^{jet} 123
4.27 Efficacité d'identification de *jet-l* dans les données réelles et ses composantes $\varepsilon_-^{réelles}$, SF_{hf} et SF_{ll} en fonction de η^{jet} 125
4.28 Test de la factorisation E_t^{jet}-η^{jet} de 'efficacité d'identification négative $\varepsilon_-^{réelles}$ dans les lots d'evts *jet-trigger* et *EMQcd* 126
4.29 Comparaison de l'efficacité d'identification négative dans les lots d'evts *jet-trigger* et *EMQcd* 127
4.30 Sources des sytématiques liées à l'évaluation de l'efficacité d'identification des *jet-l*. 129
4.31 Courbe de performance de $JLIP$ dans les données simulées 130
4.32 Courbe de performance de $JLIP$ dans les données réelles 131
4.33 Efficacité d'étiquetage dans les lots *muon-in-jet* et *jet-trigger* en fonction de la période de prise de données. 133

5.1 Une collision $p\bar{p}$ produit une paire $t\bar{t}$ se désintégrant dans le canal $\mu + jets$. 136
5.2 Diagrammes de production d'événements W + 4 jets. 138

5.3 Diagramme de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$ dans le canal e+jets. . 140
5.4 Diagramme de production du quark top par interaction faible 141
5.5 Diagrammes de production $p\bar{p} \to Wb\bar{b}$ et $p\bar{p} \to Wc$. 142
5.6 Extrapolation des fractions relatives des processus *W+légers*. 147
5.7 Sélection des runs en fonction de la mesure de l'énergie trasnverse manquante. 154
5.8 Poids de déclenchement pour des processus Monte-Carlo $t\bar{t}$ et $Wjjjj$. 156
5.9 Coupures triangulaires dans le canal $e + jets$ pour des événements de type QCD multijets et $t\bar{t}$. 158
5.10 Masse transverse du W dans le canal $e + jets$ pour chacune des multiplicité de jets avant étiquetage. 161
5.11 Taggabilité en fonction de E_t^{jet} mesurée sur les lots d'événements $EMQcd$ et les lots préselectionnés $e + jets$ et $\mu + jets$. 166
5.12 Rapport des taggabilités en fonction de E_t^{jet} et $|\eta^{jet}|$ dans les lots d'événements $EMQcd$ et $e + jets$ présélectionnés. 167
5.13 Rapport des taggabilités en fonction de E_t^{jet} et $|\eta^{jet}|$ dans les lots d'événements $EMQcd$ et $\mu + jets$ présélectionnés. 167
5.14 Test de factorisation des paramétrisations de la taggabilité dans le lot d'événements $EMQcd$ et $\mu + jets$ présélectionnés. 168
5.15 Taggabilité en fonction de E_t^{jet} dans les lots d'événements $e + jets$ présélectionnés pour différente valeur de L1conf. 168
5.16 Multiplicité de traces par jet pour des événements Monte-Carlo Wjj, $Wc\bar{c}$ et $Wb\bar{b}$ en fonction de E_t^{jet}. 169
5.17 Rapport des taggabilités *b/légers et c/légers* en fonction de E_t^{jet} et η^{jet} dans des événements monte-Carlo QCD. 170
5.18 Nombre d'événements simplement (à gauche) et doublement (à droite) étiquetés prédits et observés dans le canal $e + jets$. 179
5.19 Nombre d'événements simplement (à gauche) et doublement (à droite) étiquetés prédits et observés dans le canal $\mu + jets$. 179
5.20 Nombre d'événements simplement et doublement étiquetés prédits et observés dans les canaux combinés $e + jets$ et $\mu + jets$. 180
5.21 Composition du bruit de fond dans le canal $e + jets$ pour des événements simplement étiquetés (à gauche) et doublement étiquetés (à droite). 180
5.22 Composition du bruit de fond dans le canal $\mu + jets$ pour des événements simplement étiqutés et doublement étiquetés. 181
5.23 Composition du bruit de fond dans les canaux combinés $e + jets$ et $\mu + jets$ pour des événements simplement étiquetés et doublement étiquetés. 181
5.24 Les fonctions de vraisemblance de chaque canal : $e + jets$ (à gauche) et $\mu + jets$(au centre), et leur combinaison (à droite). 188

A.1 Efficacité d'identification des jets de quarks b dans les données réelles *muon-in-jet* en fonction de E_t^{jet} pour une coupure *loose* de l'algorithme JLIP. 210
A.2 Efficacité d'identification des jets de quarks b dans les données réelles *muon-in-jet* en fonction de E_t^{jet} pour une coupure *medium* de l'algorithme JLIP. 211
A.3 Efficacité d'identification des jets de quarks b dans les données réelles *muon-in-jet* en fonction de N^{jet} et de Φ^{jet}. 212
A.4 Paramétrisation 2D de l'efficacité d'étiquetage dans les données *muon-in-jet*et tests de factorisation. 213
A.5 Paramétrisation de l'efficacité d'étiquetage négative *tight* dans les données *EMQcd* pour différentes multiplicités de jets. 214
A.6 Tests de factorisation de l'efficacité d'étiquetage négative dans les données *EMQcd* pour différentes multiplicités de jets. 214
A.7 Tests de factorisation de l'efficacité d'étiquetage négative dans les données présélectionnées du canal $e + jets$ pour différentes multiplicités de jets. 215
A.8 Tests de factorisation de l'efficacité d'étiquetage négative dans les données présélectionnées du canal $\mu + jets$ pour différentes multiplicités de jets. 215

B.1 Courbe de performance de SVT dans les données réelles. 218
B.2 Courbes d'efficacités de $CSIP$ dans les données réelles. 219

D.1 Comparaison de variables cinématiques et topologiques observées dans les données réelles (points) avec la prédiction du bruit de fond et du signal (histogramme) pour les événements e+1 jet. 224
D.2 Comparaison de variables cinématiques et topologiques observées dans les données réelles (points) avec la prédiction du bruit de fond et du signal (histogramme) pour les événements e+2 jets. 224
D.3 Comparaison de variables cinématiques et topologiques observées dans les données réelles (points) avec la prédiction du bruit de fond et du signal (histogramme) pour les événements e+3 jets. 225
D.4 Comparaison de variables cinématiques et topologiques observées dans les données réelles (points) avec la prédiction du bruit de fond et du signal (histogramme) pour les événements e+$\geq$4 jets. 225
D.5 Comparaison de variables cinématiques et topologiques observées dans les données réelles (points) avec la prédiction du bruit de fond et du signal (histogramme) pour les événements μ+1 jet. 226
D.6 Comparaison de variables cinématiques et topologiques observées dans les données réelles (points) avec la prédiction du bruit de fond et du signal (histogramme) pour les événements μ+2 jets. 226

D.7 Comparaison de variables cinématiques et topologiques observées dans les données réelles (points) avec la prédiction du bruit de fond et du signal (histogramme) pour les événements μ+3 jets. 227
D.8 Comparaison de variables cinématiques et topologiques observées dans les données réelles (points) avec la prédiction du bruit de fond et du signal (histogramme) pour les événements μ+$\geq$4 jets. 227
D.9 Vue d'un événement candidat $e + jets$ doublement étiqueté. 229
D.10 Vue d'un événement candidat $\mu + jets$ doublement étiqueté. 230
D.11 Vue d'un événement candidat $e + jets$ doublement étiqueté. 231
D.12 Vue d'un événement candidat $\mu + jets$ doublement étiqueté. 232
D.13 Vue d'un événement candidat $\mu + jets$ doublement étiqueté. 233
D.14 Vue d'un événement candidat $e + jets$ doublement étiqueté. 234
D.15 Vue d'un événement candidat $\mu + jets$ doublement étiqueté. 235
D.16 Vue d'un événement candidat $\mu + jets$ doublement étiqueté. 236

Liste des tableaux

1.1 Caractéristiques de la chaîne d'accélération du Tevatron. 20
1.2 Caractérisitiques du détecteur SMT 25

2.1 Vecteurs propres et valeurs propres du groupe électrofaible 54
2.2 Table récapitulative des particules composants les trois secteurs du modèle standard et de leurs propriétes 60

3.1 Les sections efficaces de productions de paires $b\bar{b}$, WX et $t\bar{t}$ au Tevatron, au LHC et au LC. 74
3.2 Sections efficaces de productions de top isolé par voie électrofaible. . . 76
3.3 Nombre de paires $t\bar{t}$ attendu au Tevatron pour le RunI et le RunII . 79
3.4 Sensibilités des rapports d'embranchement FCNC attendues au Tevatron pour le RunII. 80
3.5 Le *menu* de la physique du top au Tevatron 81

4.1 Catégories de traces utilisées pour la parametrisation de la fonction de résolution $\mathcal{R}(\mathcal{S}_{IP})$ 100
4.2 Les erreurs systematiques relatives pour l'efficacité d'identification des *jet-b* pour *SystemD*. 116

5.1 Paramètre de génération des événements *W+légers*. 142
5.2 Les processus $W + jets$ et leurs sections efficaces respectives telles qu'elles sont données par Alpgen 143
5.3 Sections efficaces LO des bruits fond (sauf $W + jets$) et leurs facteurs correctifsNLO correspondant. 143
5.4 Classification en terme de saveur et de multiplicité de jets des processus $W + jets$ 146
5.5 Fractions des différents processus $W + jets$ contribuant aux multiplicités de jets n dans le canal $\mu + jets$. 148
5.6 Fractions des différents processus $W + njets$ contribuant aux multiplicités de jets n dans le canal $e + jets$. 148
5.7 Efficacité de sélection du vertex primaire dans les lots d'événements $e + jets$ et $\mu + jets$ présélectionnés dans les données réelles. 150

5.8 Efficacité de sélection du vertex primaire dans les lots d'événements $e + jets$ et $\mu + jets$ présélectionnés dans les différents processus Monte-Carlo. . . 151
5.9 Noms des déclenchements du signal et des objets pour chaque canal $e + jets$ et $\mu + jets$ pour chaque liste de déclenchements. 157
5.10 La luminosité intégrée totale et par liste de déclenchement utilisée durant la période de prise données. 157
5.11 Nombre d'événements présélectionnés dans le canal $e + jets$ et fractions d'événements$W + jets$ et QCD. 160
5.12 Nombre d'événements présélectionnés dans le canal $\mu + jets$ et les fractions d'événements $W + jets$ et non-W. 160
5.13 Résumé des efficacités de présélectiondu signal $t\bar{t}\rightarrow ljet$ dans le canal $e + jets$. 162
5.14 Résumé des efficacités de présélection du signal $t\bar{t}\rightarrow ljet$ dans le canal $\mu + jets$. 163
5.15 Résumé des efficacités de présélection du signal $t\bar{t}$ et des différents bruits de fonds considérés dans le canal $e + jets$. 164
5.16 Résumé des efficacités de présélection du signal $t\bar{t}$ et des différents bruits de fonds considérés dans le canal $\mu + jets$. 164
5.17 Les sources d'incertitudes systématiques de la présélection pour le signal $t\bar{t}$. 165
5.18 Probabilités (%) d'avoir au moins 2 jets étiquetés après la présélection et la procédure d'association dans les canaux $e + jets$ et $\mu + jets$ . . 171
5.19 Probabilités (%) d'avoir 1 jet étiqueté après la présélection et la procédure d'association dans le canal $e + jets$ 172
5.20 Probabilités (%) d'avoir 1 jet étiqueté après la présélection et la procédure d'association dans le canal $\mu + jets$ 172
5.21 La probabilité d'étiqueter un événement mesurée dans le lot d'événements $EMQcd$. 173
5.22 Nombre d'événements QCD dans le lots préselectionnés étiquetés $e + jets$. 174
5.23 Nombre d'événements QCD dans le lots préselectionnés étiquetés $\mu + jets$. 174
5.24 Nombre d'événements du bruit de fond attendu dans les canaux $e + jets$ et $\mu + jets$ pour des événements simplement étiquetés. 177
5.25 Nombre d'événements du bruit de fond attendu dans les canaux $e + jets$ et $\mu + jets$ pour des événements doublement étiquetés. 178
5.26 Résumé des incertitudes systématiques sur $\sigma_{t\bar{t}}$. 191

D.1 Liste des numéros de Run et d'événements des candidats étiquetés lepton+ ≥ 4 jets. 228

Annexe A

Validation des paramétrisations à 2D des efficacités d'étiquetage

Dans un premier temps, nous représentons dans les figures A.1 et A.2, les efficacités d'étiquetage mesurées dans le lot *muon-in-jet* pour des coupures *loose* et *medium* (la coupure *tight* est présentée dans le paragraphe 4.5.3). La figure A.3 représente cette efficacité d'étiquetage en fonction de la multiplicité de jets par événement (N^{jet}) et de l'angle azimutal Φ^{jet}.

La deuxième partie de cette annexe indique les résultats obtenus pour la validation de l'hypothèse de factorisation des paramétrisations à une dimension, fonction de E_t^{jet} et η^{jet} qui a été discutée dans le paragraphe 4.7. La factorisation a été testée pour les efficacités d'étiquetage inclusive et semi-leptonique dans les données simulées.
Les hisogrammes de la figure A.4 représentent les paramétrisations à deux dimensions et les tests de factorisation qui comparent les distributions E_t^{jet} et η^{jet} observées et prédites lorsque l'on pondère ces événements du poids d'étiquetage correspondant.
La figure A.5 représente l'efficacité d'étiquetage négative dans le lot de données *EMQcd* et la figure A.6 représente les tests de factorisation pour différentes multiplicités de jets dans ce même lot d'événements.
On voit sur les figures A.7 et A.8 que les distributions en E_t^{jet} et η^{jet} des événements négativement étiquetés sont correctement prédites dans lots présélectionnés des canaux d'analyse $e + jets$ et $\mu + jets$ (5).

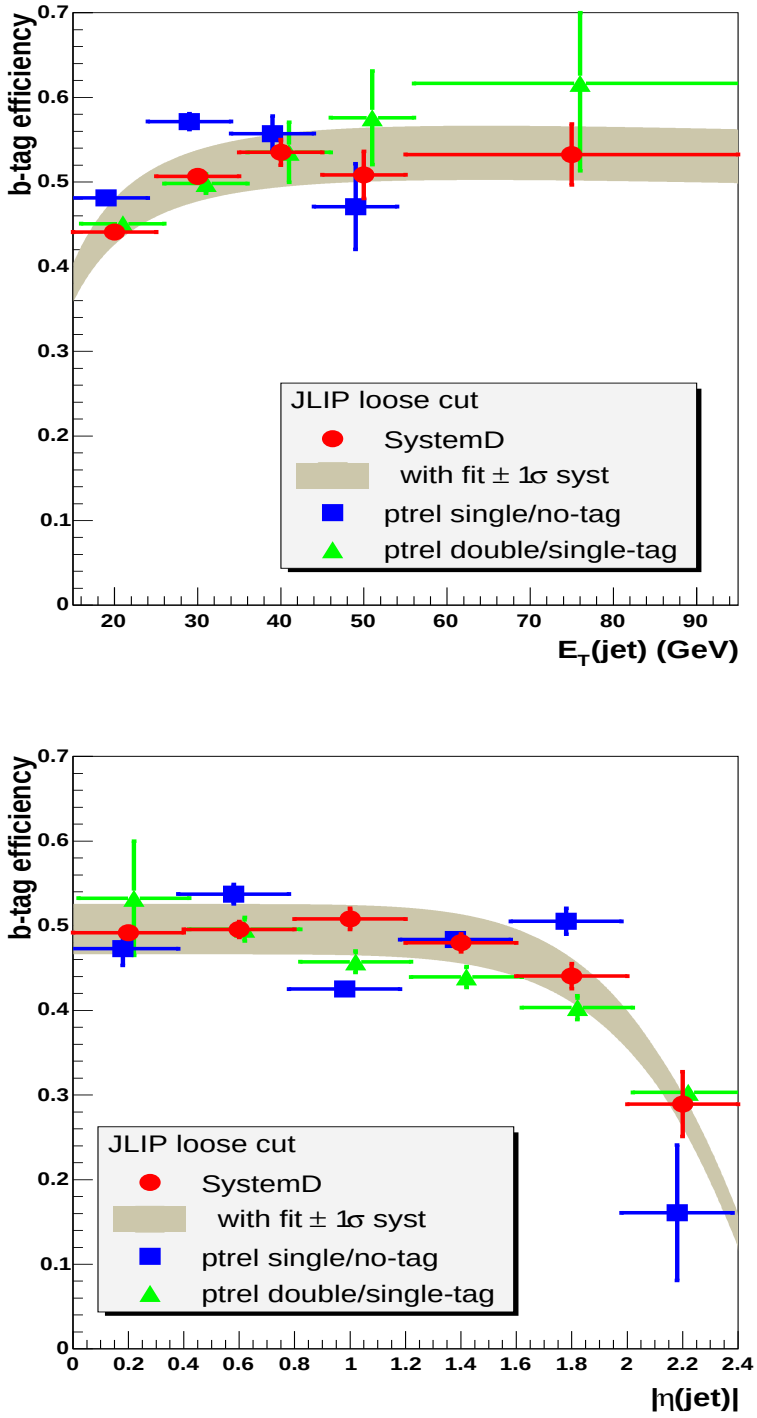


FIG. A.1 – *L'efficacité d'identification des jet-b est évaluée dans les données réelles muon-in-jet à l'aide de trois méthodes. Elle est représentée ici en fonction de* E_t^{jet} *(en haut) et de* $|\eta^{jet}|$ *(en bas) pour une coupure loose de l'algorithme JLIP. La bande grisée représente les erreurs systématiques.*

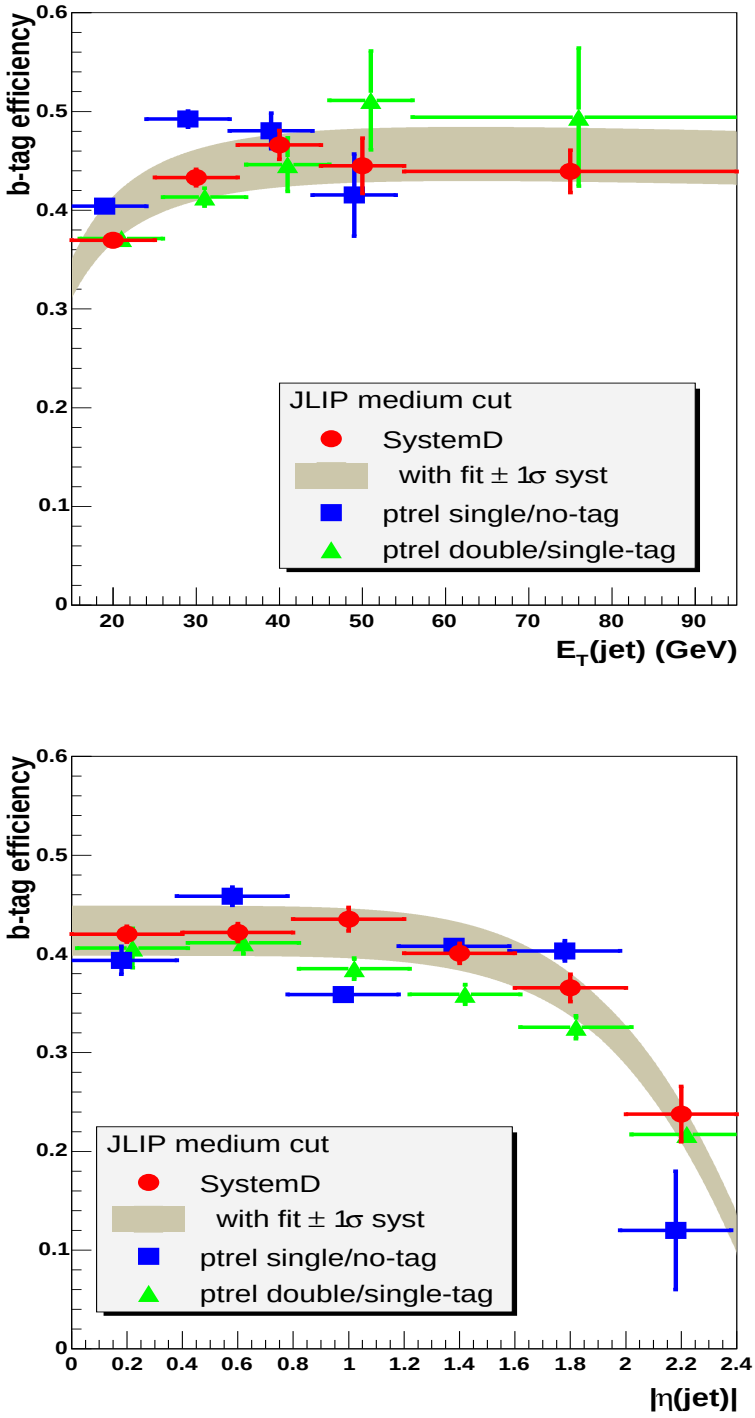


FIG. A.2 – *L'efficacité d'identification des jet-b est évaluée dans les données réelles muon-in-jet à l'aide de trois méthodes. Elle est représentée ici en fonction de* E_t^{jet} *(en haut) et de* $|\eta^{jet}|$ *(en bas) pour une coupure medium de l'algorithme JLIP. La bande grisée représente les erreurs systématiques.*

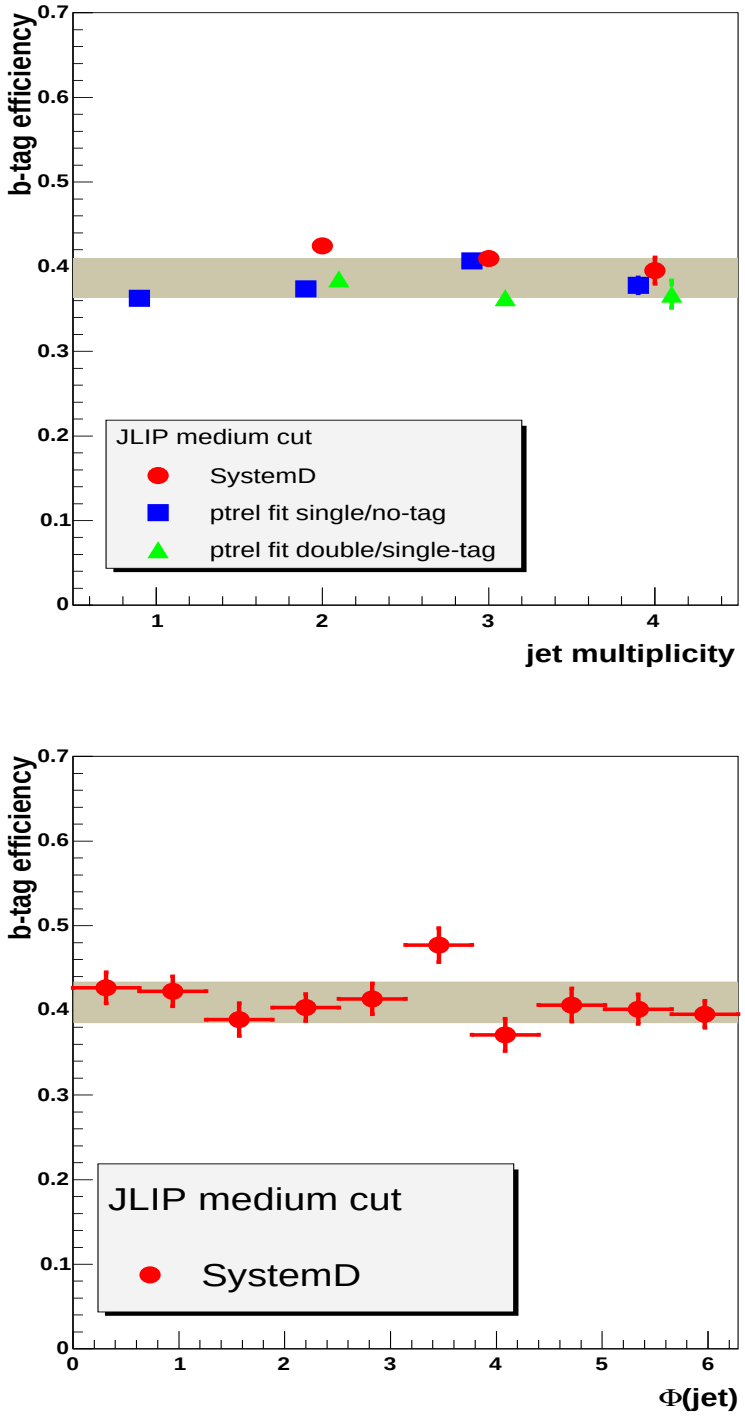


FIG. A.3 – *L'efficacité d'identification des jet-b dans les données réelles muon-in-jet est représentée ici en fonction de N^{jet} (en haut) et de Φ^{jet} (en bas) pour une coupure medium de l'algorithme JLIP. La bande grisée représente les erreurs systématiques.*

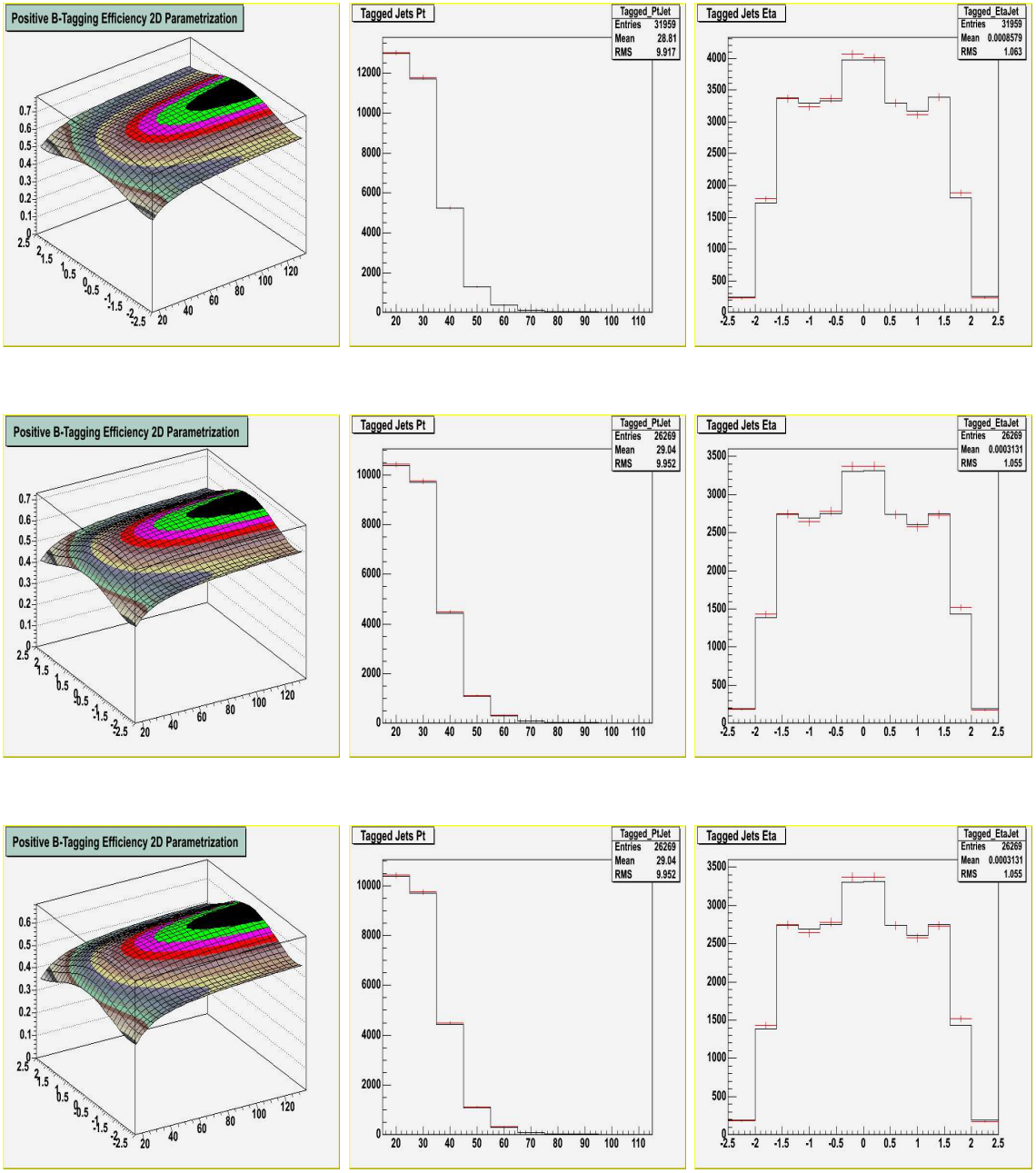


FIG. A.4 – *Paramétrisation 2D de l'efficacité d'étiquetage loose (en haut), medium (au milieu) et tight (en bas) dans les données muon-in-jet(gauche) et tests de factorisation en fonction de* E_t^{jet} *(centre) et* η^{jet} *(droite). L'histogramme et les points représentent, respectivement, les distributions prédites et observées.*

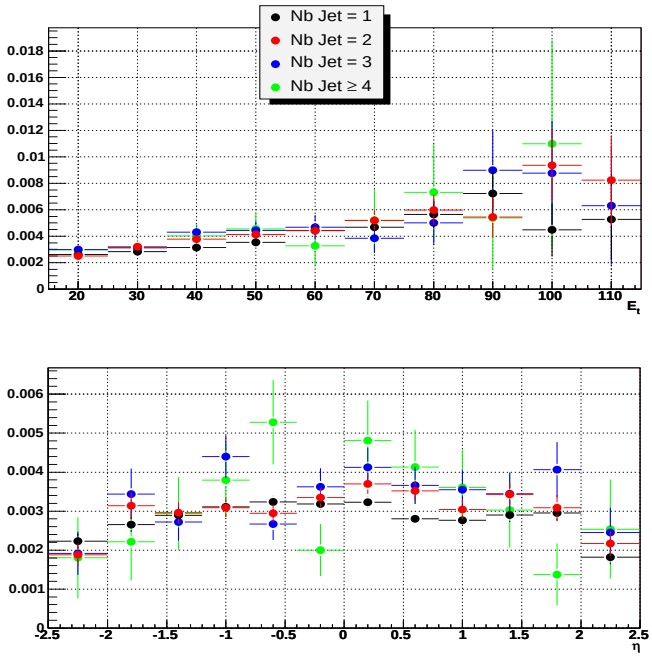


FIG. A.5 – *Paramétrisation de l'efficacité d'étiquetage négative tight dans les données EMQcd pour différentes multiplicités de jets en fonction de E_t^{jet} (en haut) et η^{jet} (en bas).*

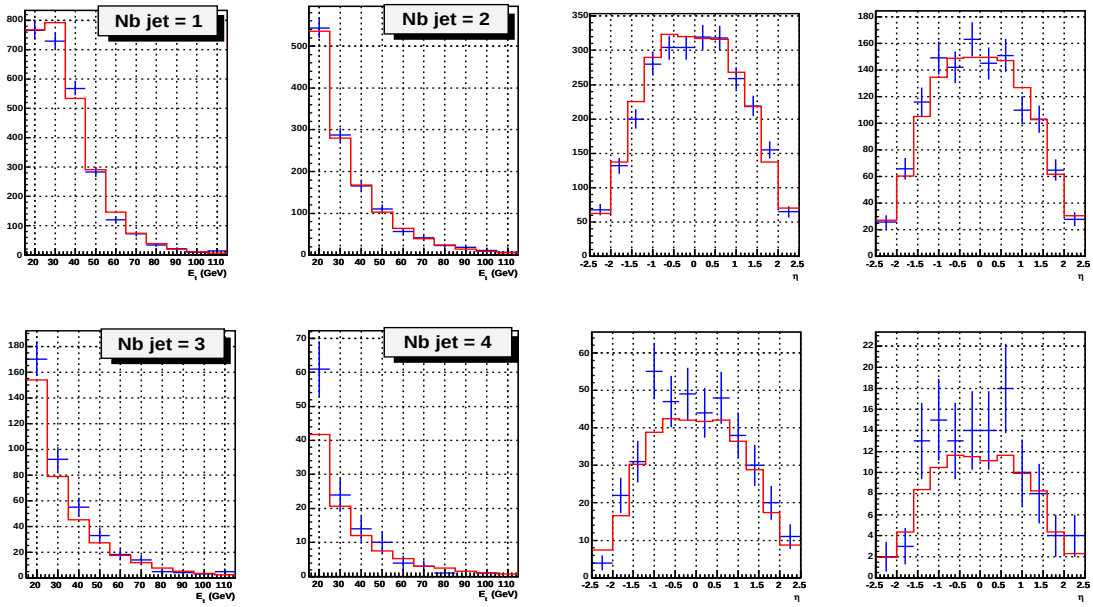


FIG. A.6 – *Tests de factorisation de l'efficacité d'étiquetage négative dans les données EMQcd pour différentes multiplicités de jets en fonction de E_t^{jet} (à gauche) et de η^{jet} (à droite).*

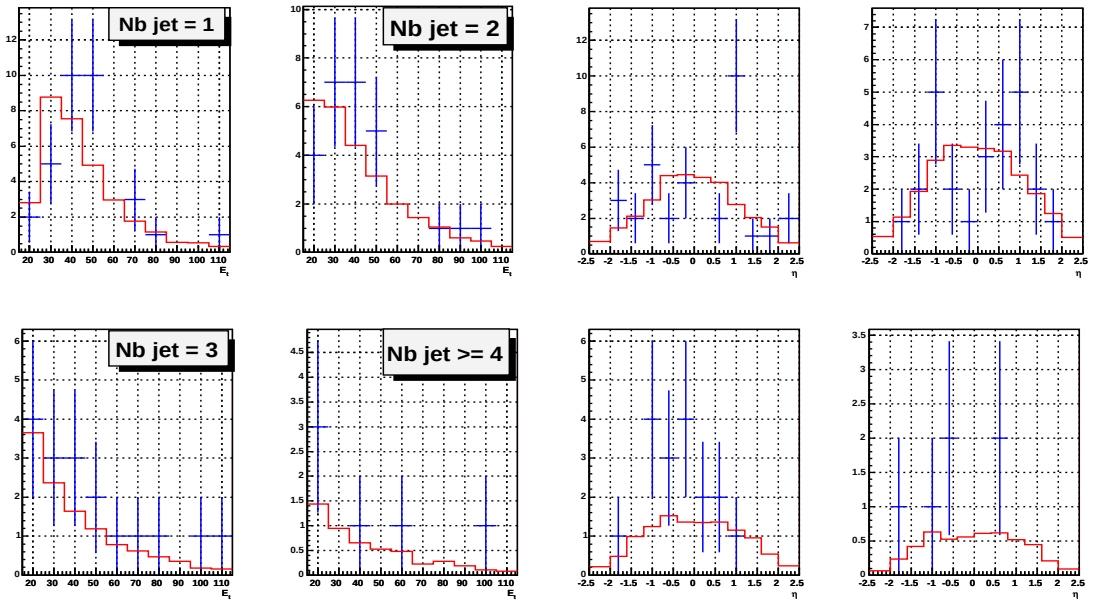


FIG. A.7 – *Tests de factorisation de l'efficacité d'étiquetage négative dans les données présélectionnées du canal $e + jets$ pour différentes multiplicités de jets en fonction de E_t^{jet} (à gauche) et de η^{jet} (à droite).*

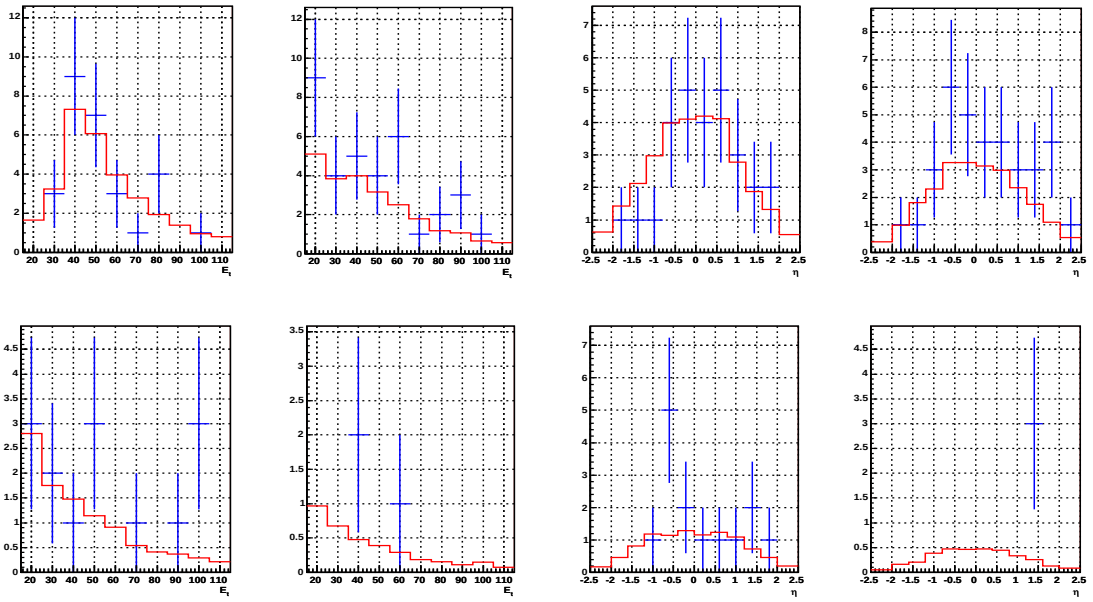


FIG. A.8 – *Tests de factorisation de l'efficacité d'étiquetage négative dans les données présélectionnées du canal $\mu + jets$ pour différentes multiplicités de jets en fonction de E_t^{jet} (à gauche) et de η^{jet} (à droite).*

Annexe B

Les algorithmes d'identification des quarks beaux dans DØ

Nous présentons dans cet appendice, les autres algorithmes qui ont été développés au sein de l'expérience DØ.
Rappelons que la reconstruction du vertex primaire, la taggabilité ainsi que la réjection des candidats V^0 est commune à tous les algorithmes d'identification des jets de quarks beaux.

B.1 Secondary Vertex Tagger, SVT

L'algorithme *SVT* permet d'identifier de jets de quarks beaux en reconstruisant le vertex de désintégration des hadrons beaux dans les jets. Comme dans le cas du paramètre d'impact, ce vertex est caractérisé par une distance de vol (distance du vertex secondaire au vertex primaire) plus élevée dans le cas des quarks beaux que pour les quarks de saveur légères.
Des études Monte-Carlo montrent de plus que pour des mésons B dont la distance de vol est supérieure à 1 mm, plus de 70% des jets de quarks beaux ont aux moins deux traces avec une significance du paramètre d'impact supérieure à 3.

Structure de l'algorithme :

1. Le reconstruction du vertex primaire, la taggabilité ainsi que la réjection des candidats V^0 est la même que celle exposée dans le chapitre 4.
2. des jets de traces chargées sont alors reconstruits en utilisant un algorithme de type cône à 3 dimensions et de rayon R=0.5. Les traces sont sélectionnées si elle possèdent au-moins 2 impacts dans le détecteur SMT, une impulsion transverse $p_t > 0.5$ GeV/c et un paramètre d'impact $|IP_{xy}|$ <0.15 cm dans le plan transverse et $|IP_z|$ <0.40 cm.
3. Les vertex secondaires sont alors reconstruits en utilisant toutes les paires de traces (vertex « graîne») dans les jets de traces chargées et en associant des traces supplémentaire

en fonction de leur contribution au χ^2 du vertex (les vertex résultant peuvent ainsi partager des traces.

4. les vertex reconstruits sont alors sélectionné en fonction de leur distance de vol $|L_{xy}| = |\overrightarrow{r}_{SV} - \overrightarrow{r}_{PV}|$, de leur collinéarité col$=\overrightarrow{L}_{xy} \cdot \overrightarrow{p}_{SV}$ où p_{SV} représente la somme vectorielle de toutes les impulsions des traces associées au vertex et enfin de leur χ^2_{SV}.
5. Finalement, un jet est identifié s'il est associé à un vertex secondaire ayant une significance de distance de vol $(L_{xy}/\sigma_{L_{xy}})$ supérieure à 5.

Comme dans le cas de $JLIP$, l'algorithme SVT possède plusieurs points de fonctionnement : *loose*, *medium* et *tight* correpondant à un même taux de bruit de fond retenu (respectivement 1%, 0.5% et 0.3%).
La figure B.1 permet de comparer les performances de SVT avec celle de $JLIP$ pour le même type de jets (cf. figure 4.32).

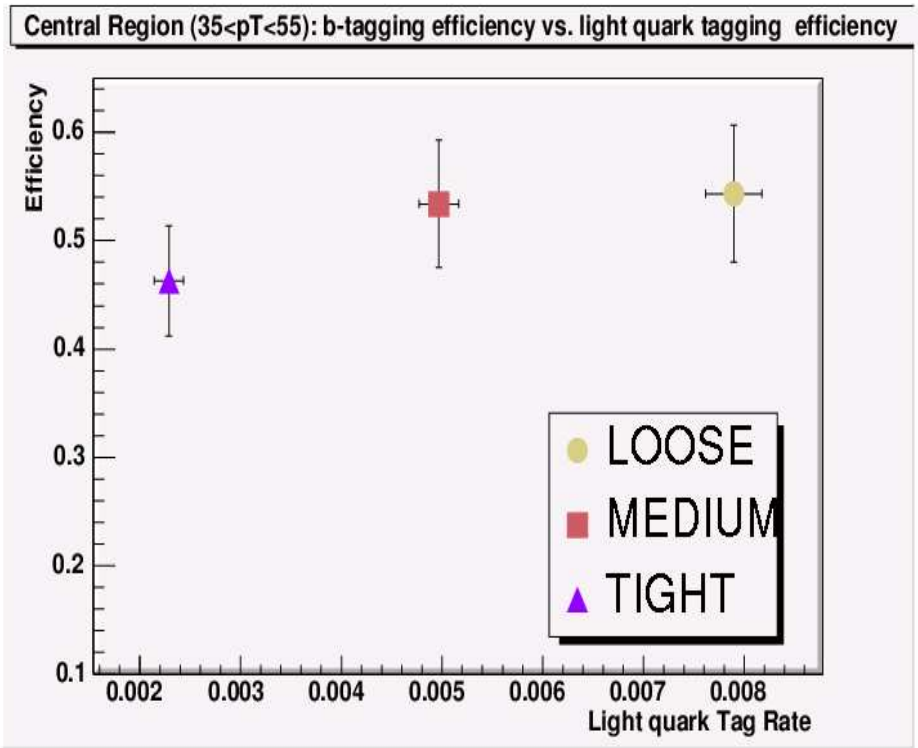


FIG. B.1 – *La courbe de performance de l'algorithme SVT a été évaluée dans les données réelles ici dans le cas de jets centraux et d'énergie transverse [35-55] GeV.*

B.2 Counting Signed Impact Parameter, CSIP

L'algorithme $CSIP$ est très similaire à $JLIP$. En effet, il repose également sur l'utilisation du paramètre d'impact des traces. Contrairement à l'information continue de $JLIP$ (la probabilité $\mathcal{P}_{jet}$), l'algorithme $CSIP$ *dénombre* le nombre de traces ayant une significance supérieure à une certaine valeur.

Structure de l'algorithme :

1. une trace est sélectionnée si elle satisfait au conditions : p_t >0.5 GeV/c, $|\eta| < 3$, χ^2/NDF <9. et qu'elle possède au-moins deux impacts dans le détecteur SMT si χ^2/NDF <3 ou quatre impacts SMT.
2. un jet est identifié s'il possède plus de 3 traces avec une significance de paramètre d'impact supérieure $\mathcal{S}_{IP}$ >2 ou 2traces avec $\mathcal{S}_{IP}$ >3.

Les efficacités d'étiquetages dans les données *muon-in-jet* sont présentées sur la figure B.2 en fonction de l'énergie transverse et de la pseudorapidité des jets.

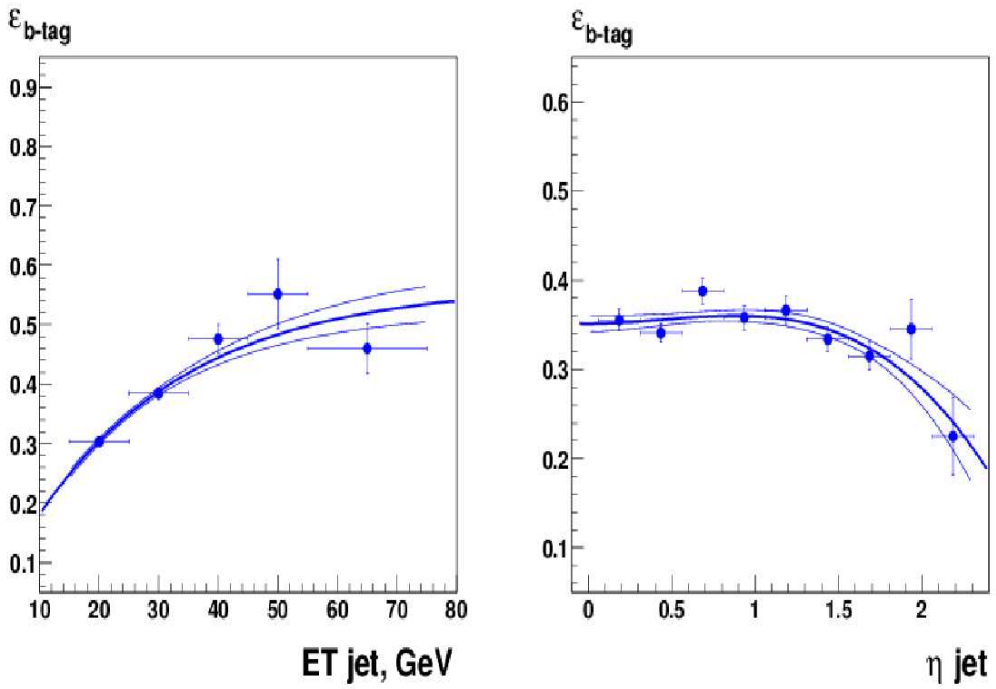


FIG. B.2 – *Les courbes d'efficacités de l'algorithme $CSIP$ dans les données réelles muon-in-jet en fonction de l'énergie transverse (à gauche) et de la pseudorapidité (à droite) des jets.*

B.3 Soft Lepton Tagger, SLT

Cet algorithme est encore en cours d'élaboration. Il consiste à requerir la présence d'un muon d'impulsion p_t >4 GeV et de qualité moyenne dans le cône du jet ($\Delta R = 0.5$). Les efficacités mesurées sont de $\sim 70\%$ (normalisés au nombre de jet ayant un muon associé) pour une efficacité de bruit de fond de $\sim 0.4\%$. Cet algorithme, du fait de la nécessaire présence d'un muon, souffre évidemment d'une faible efficacité totale dans les analyses de physique.

Annexe C

La méthode de la matrice

Nous résumons ici la méthode de la matrice décrite dans la note [152].

Supposons qu'un critère de sélection permette de définir deux lots de données A et B. Le lot A est défini pour une coupure *faible* et le lot B pour une coupure *forte* sur le critère de sélection.
Les deux lots sont composés d'un nombre d'événements du signal, N_{sig}, et de bruit de fond, $N_{b.d.f}$:

$$N_{faible} = N_{sig} + N_{b.d.f} \tag{C.1}$$
$$N_{fort} = \varepsilon^{sig} \cdot N_{sig} + \varepsilon^{b.d.f} \cdot N_{b.d.f} \tag{C.2}$$

ε^{sig} ($\varepsilon^{b.d.f}$) correspond à l'efficacité d'un événement du signal (bruit de fond) *faible*, de satisfaire au critère *fort*. Citons par exemple, le cas de la mesure de l'efficacité de reconstruction d'électrons isolés dans un lot d'événements $Z \to e^+e^-$. Le lot A correspond alors aux événements ayant un électron *faible* et un électron *fort* et le lot B aux événements ayant deux électrons *fort*. Dans le cas de la mesure de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$, N_{sig} correspond aux événements de type $W + jets$ ($t\bar{t}$, W+jets, dibosons, top isolé, ...) et $N_{b.d.f}$ aux événements de type QCD multijets.

Le résolution de ce système d'équations permet d'estimer le nombre d'événements du signal et du bruit de fond :

$$N_{sig} = \frac{N_{fort} - \varepsilon^{sig} \cdot N_{sig} + \varepsilon^{b.d.f}}{\varepsilon^{sig} - \varepsilon^{b.d.f}} \tag{C.3}$$
$$N_{b.d.f} = \frac{\varepsilon^{sig} \cdot N_{faible} - N_{fort}}{\varepsilon^{sig} - \varepsilon^{b.d.f}} \tag{C.4}$$

Afin d'assurer l'indépendance statistique des lots A et B, la transformation suivante est effectuée :

$$N_1 = N_{faible} - N_{fort} \tag{C.5}$$
$$N_2 = N_{fort} \tag{C.6}$$

Nous pouvons ainsi prédire le nombre d'événements du signal et du bruit de fond dans le lot *fort* :

$$N_{sig}^{fort} = \varepsilon^{sig} \cdot N_{sig} = \varepsilon^{sig} \cdot \frac{N_2 - \varepsilon^{b.d.f} \cdot (N_1 + N_2)}{\varepsilon^{sig} - \varepsilon^{b.d.f}} \tag{C.7}$$

$$N_{b.d.f}^{fort} = \varepsilon^{b.d.f} \cdot N_{sig} = \varepsilon^{b.d.f} \cdot \frac{\varepsilon^{sig} \cdot (N_1 + N_2) - N_2}{\varepsilon^{sig} - \varepsilon^{b.d.f}} \tag{C.8}$$

Calcul des erreurs

Le calcul des erreurs sur les nombres N_{sig}^{fort} et $N_{b.d.f}^{fort}$ dans le cas d'une statistique gaussienne donne :

$$\Delta N_{sig}^{fort} = \sqrt{(\frac{dN_{sig}^{fort}}{d\varepsilon_{sig}})^2 \cdot \Delta\varepsilon_{sig}^2 + (\frac{dN_{sig}^{fort}}{d\varepsilon_{b.d.f}})^2 \cdot \Delta\varepsilon_{b.d.f}^2 + (\frac{dN_{sig}^{fort}}{dN_1})^2 \cdot \Delta N_1^2 + (\frac{dN_{sig}^{fort}}{dN_2})^2 \cdot \Delta N_2^2}$$

$$\Delta N_{b.d.f}^{fort} = \sqrt{(\frac{dN_{b.d.f}^{fort}}{d\varepsilon_{sig}})^2 \cdot \Delta\varepsilon_{sig}^2 + (\frac{dN_{b.d.f}^{fort}}{d\varepsilon_{b.d.f}})^2 \cdot \Delta\varepsilon_{b.d.f}^2 + (\frac{dN_{b.d.f}^{fort}}{dN_1})^2 \cdot \Delta N_1^2 + (\frac{dN_{b.d.f}^{fort}}{dN_2})^2 \cdot \Delta N_2^2}$$

Les quantités suivantes sont mesurées dans les données réelles :
$\Delta\varepsilon_{sig}$, $\Delta\varepsilon_{b.d.f}$, $\Delta N_1 = \sqrt{N_1}$ et $\Delta N_2 = \sqrt{N_2}$.

Annexe D

Cinématique et topologie des candidats sélectionnés

Afin de tester la consistance des candidats sélectionnés, nous avons évalué les distributions de plusieurs obervables cinématiques et topologiques sensibles à la présence du signal. Les figures D.1 à D.8 des pages suivantes comparent les distributions observées dans les données réelles (points avec les barres d'erreurs) ayant au moins un jet étiqueté, aux distributions prédites pour le bruit de fond et le signal attendu (histogrammes). Les variables représentées sont, respectivement, de gauche à droite et de haut en bas : la masse transverse reconstruite du boson W (M_t), la somme des énergies transverses des jets, du lepton et de l'énergie transverse manquante (H_t), l'aplanarité, la sphéricité, l'impulsion transverse du lepton et l'énergie transverse manquante.
Les distributions observées sont bien décrites par les prédictions pour les quatres multiplicités de jets et dans les deux canaux d'analyse. La différence de normalisation observée pour les événements e+1 ou 2 jets est décrite par l'incertitude systématiques.

Dans une deuxième partie, nous présentons la liste des événements candidats lepton + 3 ou $\geq$4 jets doublement étiquetés. Les figures D.9 à D.16 représentent des vues des candidats lepton + $\geq$4 jets doublement étiquetés dans les plans (r,ϕ), (r,z) et (η,ϕ) du détecteur DØ.

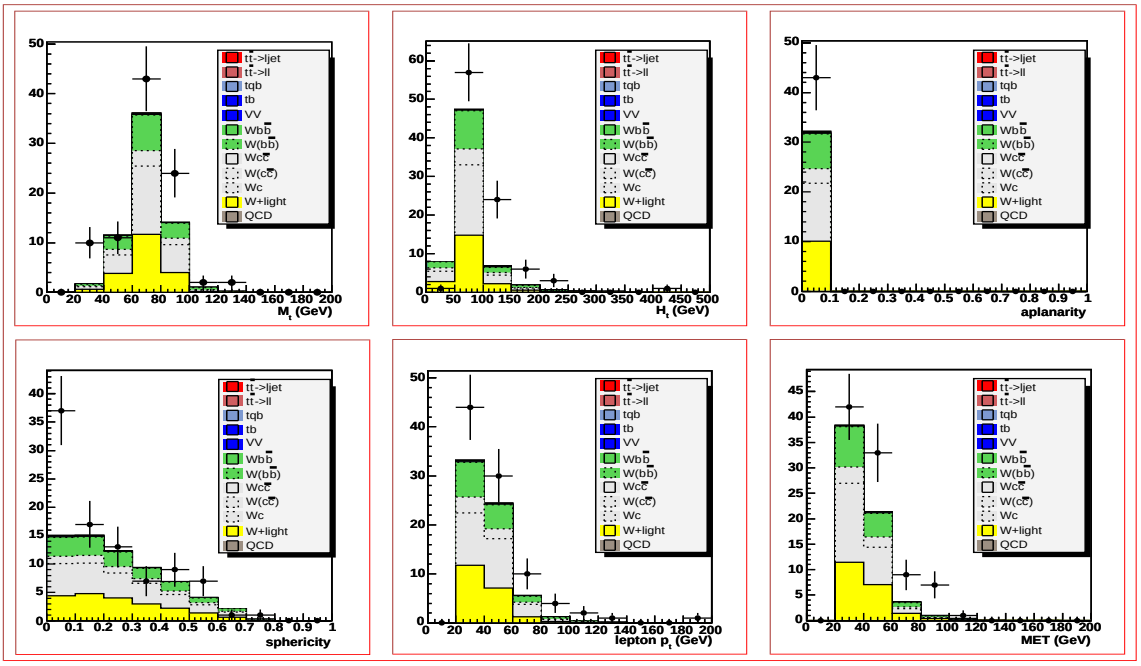


FIG. D.1 – *Comparaison de variables cinématiques et topologiques observées dans les données réelles (points) avec la prédiction du bruit de fond et du signal (histogramme) pour les événements e+1 jet.*

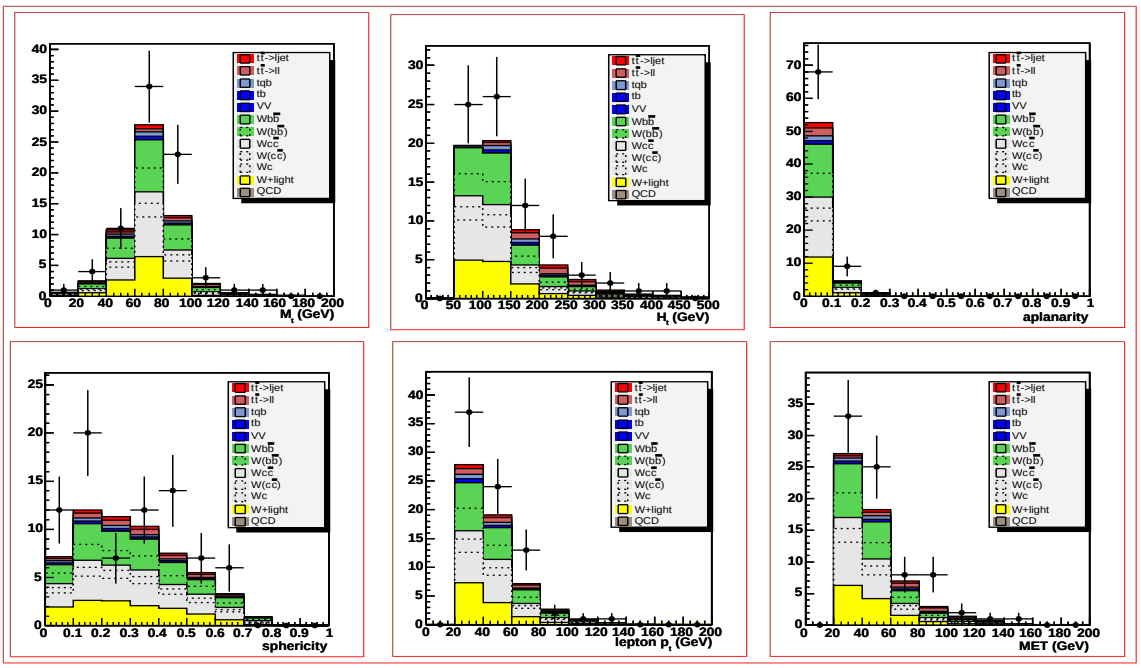


FIG. D.2 – *Comparaison de variables cinématiques et topologiques observées dans les données réelles (points) avec la prédiction du bruit de fond et du signal (histogramme) pour les événements e+2 jets.*

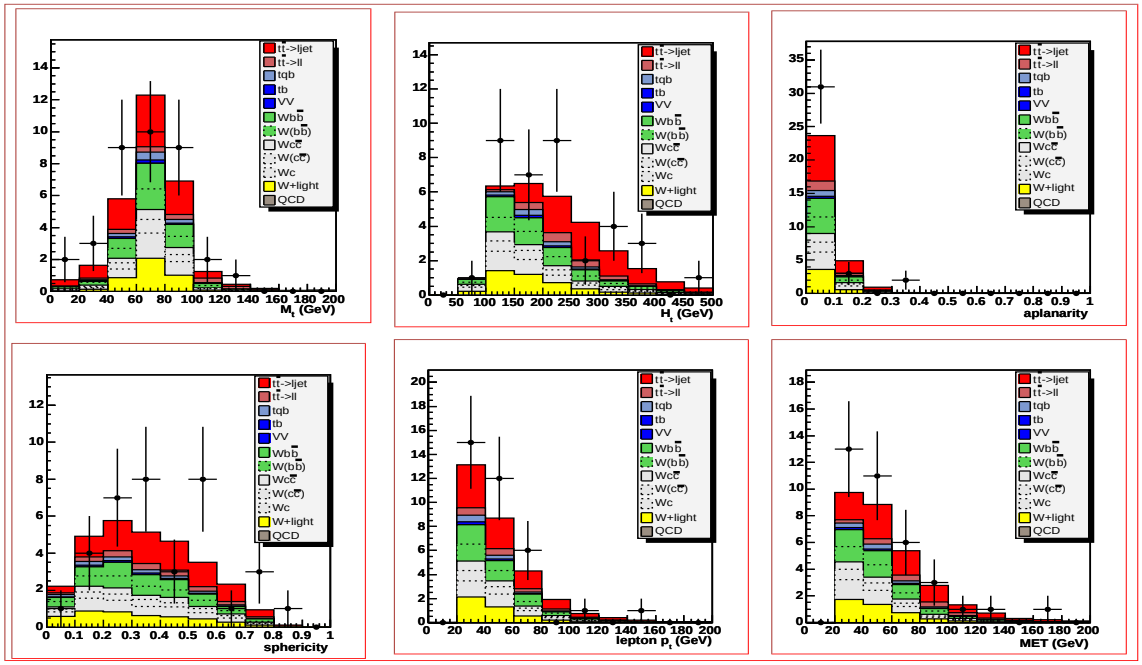


FIG. D.3 – *Comparaison de variables cinématiques et topologiques observées dans les données réelles (points) avec la prédiction du bruit de fond et du signal (histogramme) pour les événements e+3 jets.*

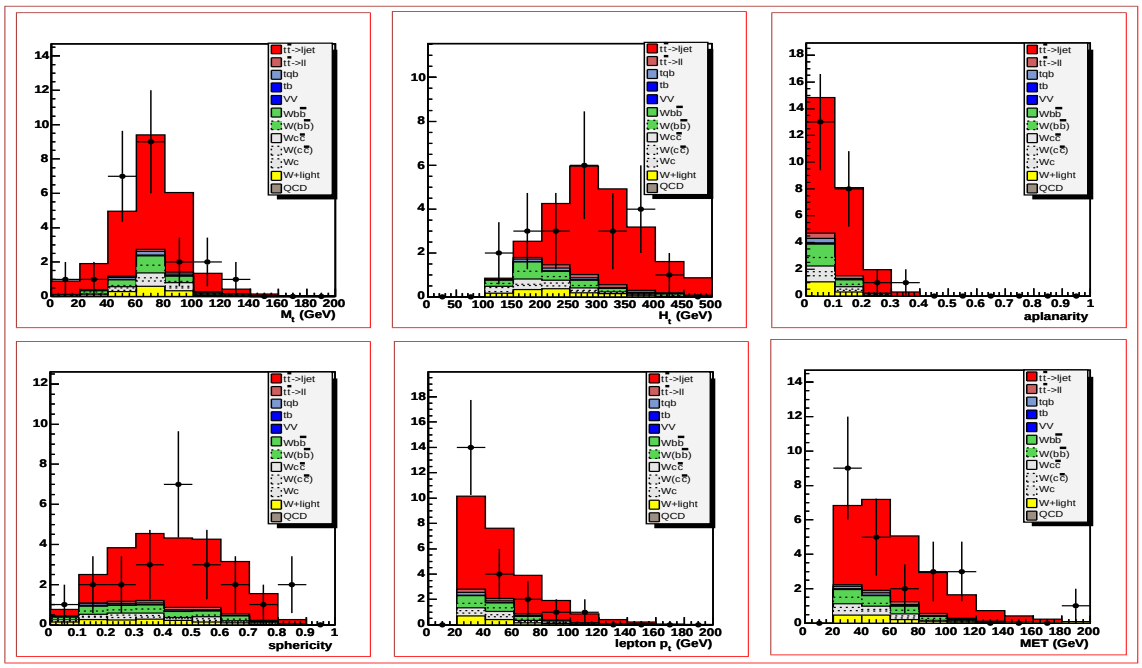


FIG. D.4 – *Comparaison de variables cinématiques et topologiques observées dans les données réelles (points) avec la prédiction du bruit de fond et du signal (histogramme) pour les événements e+≥4 jets.*

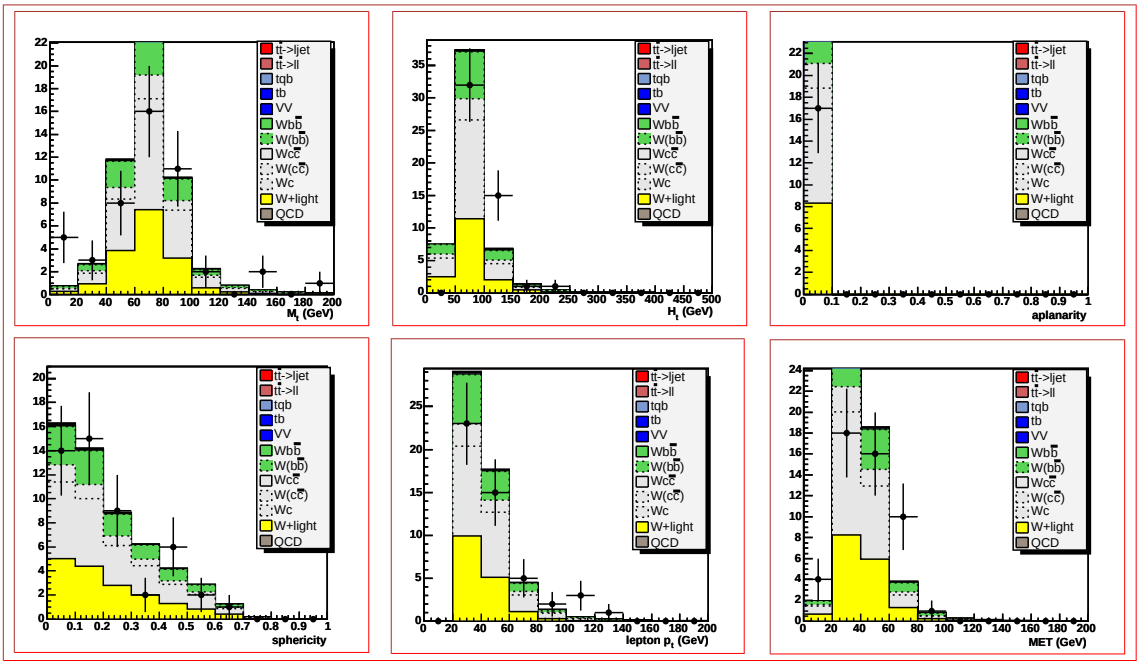


FIG. D.5 – *Comparaison de variables cinématiques et topologiques observées dans les données réelles (points) avec la prédiction du bruit de fond et du signal (histogramme) pour les événements μ+1 jet.*

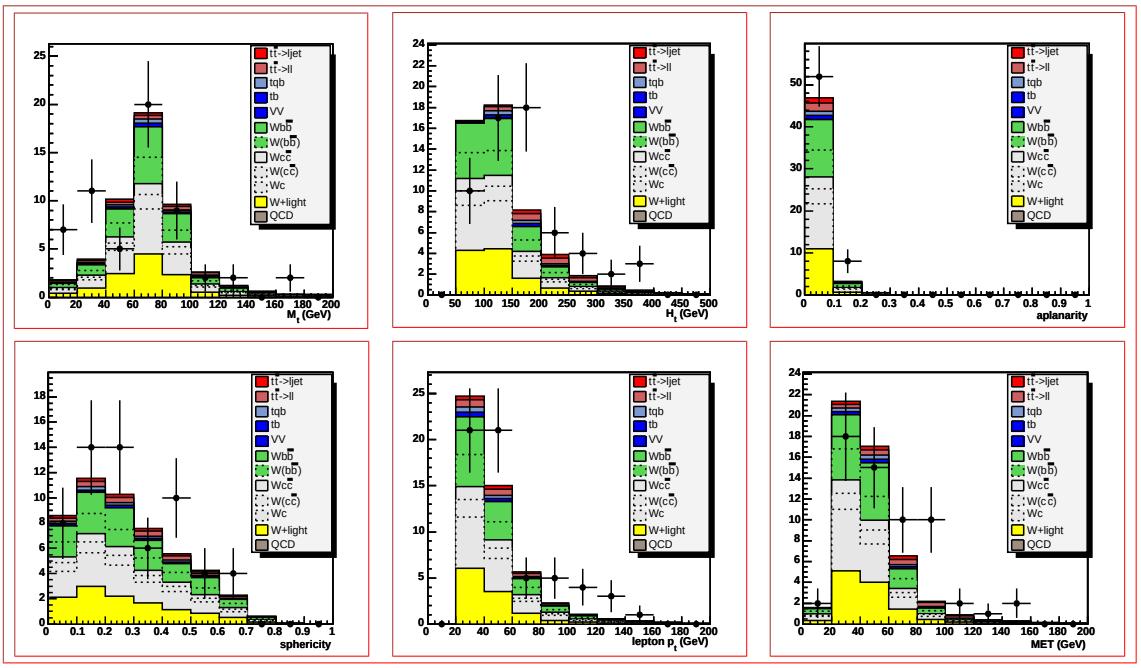


FIG. D.6 – *Comparaison de variables cinématiques et topologiques observées dans les données réelles (points) avec la prédiction du bruit de fond et du signal (histogramme) pour les événements μ+2 jets.*

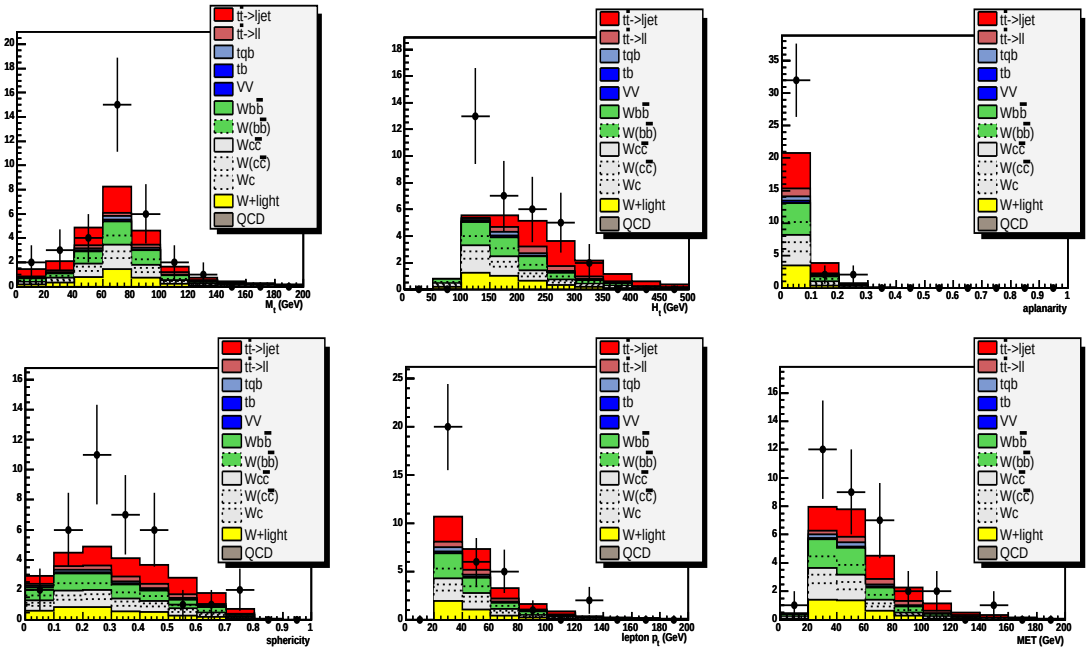


FIG. D.7 – *Comparaison de variables cinématiques et topologiques observées dans les données réelles (points) avec la prédiction du bruit de fond et du signal (histogramme) pour les événements μ+3 jets.*

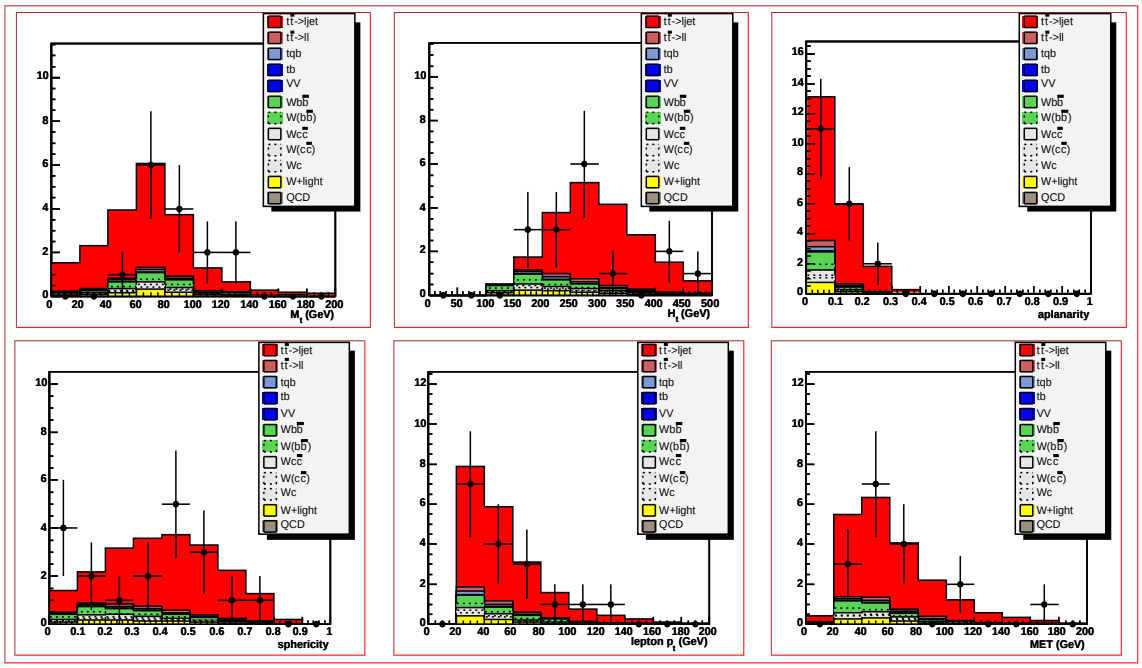


FIG. D.8 – *Comparaison de variables cinématiques et topologiques observées dans les données réelles (points) avec la prédiction du bruit de fond et du signal (histogramme) pour les événements μ+$\geq$4 jets.*

Liste des événements candidats lepton+≥4 jets.

Canal $e + jets$		Canal $\mu + jets$	
Run	Evénement	Run	Evénement
164040	19265127 (double)	163524	7542103
164539	47070569	167003	27714859 (double)
165001	14929505	173527	2211127
165777	61290084	174426	3616003
167010	846729	174671	25382445
168388	79596378	175795	19319061
168465	4399234	175919	52443569
168515	23452583	176566	12815310
168516	26242720	176877	33103694 (double)
168693	6794197	176877	35121465
169923	16396718	176973	39850057 (double)
172591	10663175	177006	5154543
174424	1062769	177034	8492167
175322	987591	178150	9665342
175335	29822900 (double)	178733	3310651
175343	34082130	179110	10314306
175905	12820774	180130	5357955
176766	13289995	180329	24592871 (double)
176875	16966764	180428	34042406 (double)
176882	6025400		
177275	5302321		
178124	45583615		
178424	47233802		
178733	3210112		
178760	2636922		
178790	30505094		
179039	19461961		
179270	10328371		
179300	7733435		
180081	22278985 (double)		
180949	11255092		

TAB. D.1 – *Liste des numéros de Run et d'événements des candidats étiquetés lepton+ ≥ 4 jets. La mention «double» indique que l'événement est doublement étiqueté.*

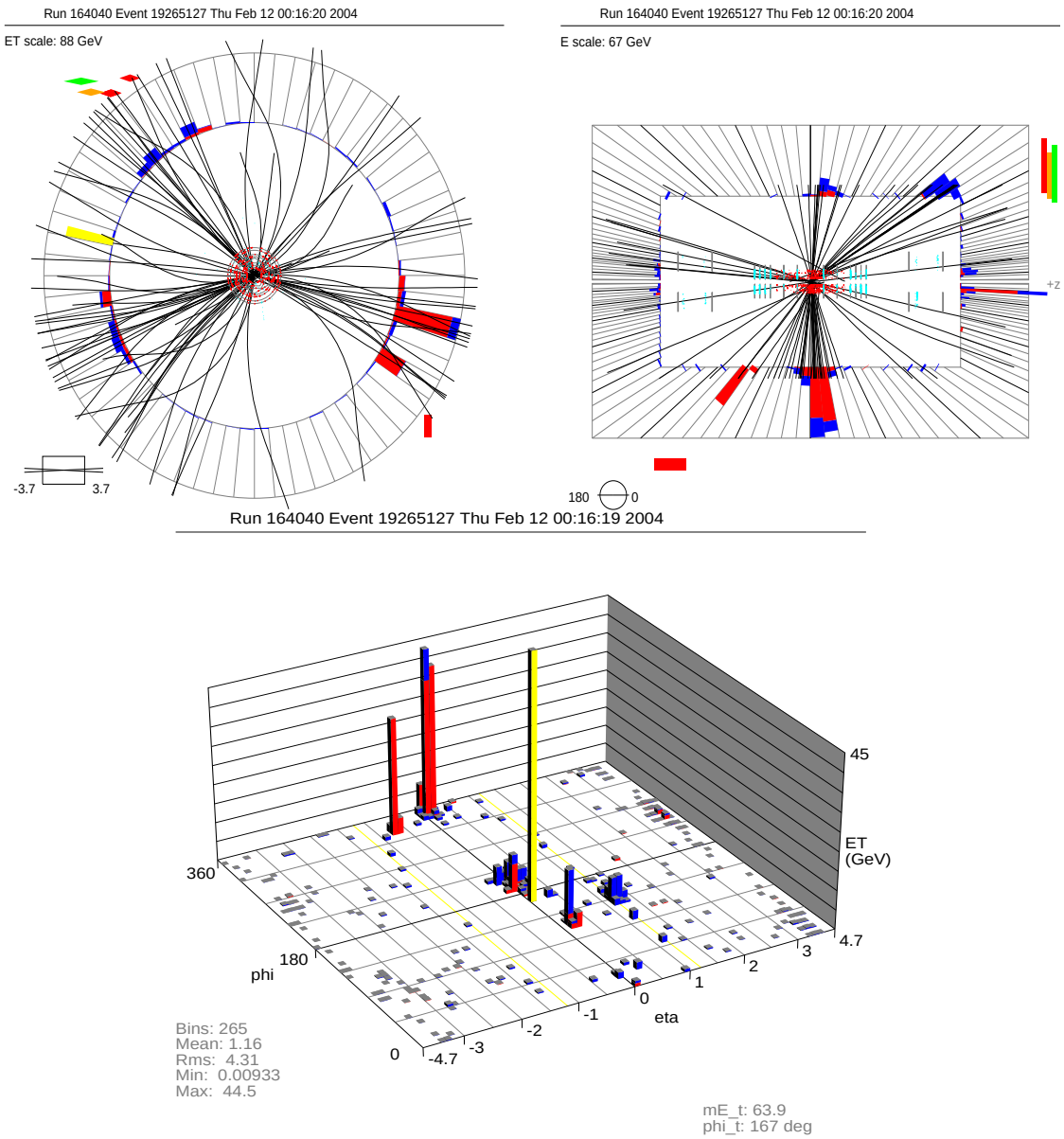


FIG. D.9 – *Vue d'un événement candidat $e + jets$ doublement étiqueté.*

Run 164040, événement 19265127						
$H_t = 405.9$	$\mathcal{A} = 0.11$	jet 1	p_t =165.7 GeV/c	η =0.10	ϕ =6.10	étiqueté
$\not{E}_t$=40.8	$M_t^W = 86.4$ GeV	jet 1	p_t =107.0 GeV/c	η =0.05	ϕ =3.54	
électron	$p_t = 41.7$	jet 3	p_t =58.1 GeV/c	η =1.20	ϕ =2.39	étiqueté
$\eta = -0.51$	$\phi = 1.60$	jet 4	p_t =50.7 GeV/c	η =0.19	ϕ =2.05	

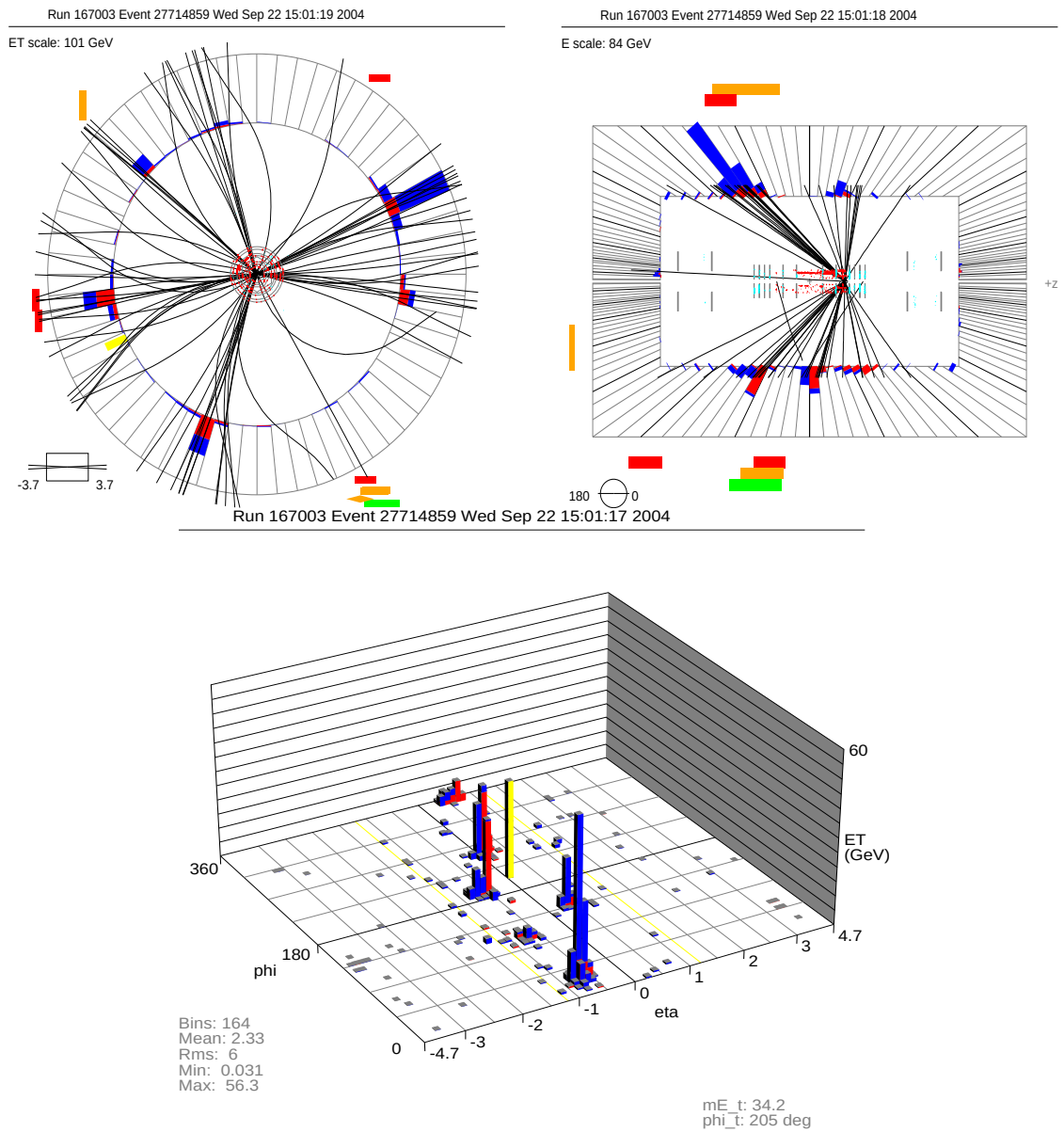


FIG. D.10 – *Vue d'un événement candidat $\mu + jets$ doublement étiqueté.*

Run 167003, événement 27714859						
$H_t = 603.2$	$\mathcal{A} = 0.17$	jet 1	p_t =180.7 GeV/c	η =-0.72	ϕ =0.49	
$\not{E}_t$=68.8	$M_t^W = 113.3$ GeV	jet 2	p_t =99.6 GeV/c	η =0.02	ϕ =4.42	étiqueté
muon	$p_t = 53.9$	jet 3	p_t =98.4 GeV/c	η =-0.61	ϕ =3.35	
$\eta = -0.30$	$\phi = -1.04$	jet 4	p_t =68.8 GeV/c	η =0.53	ϕ =6.23	étiqueté
		jet 5	p_t =32.1 GeV/c	η =-0.74	ϕ =1.91	

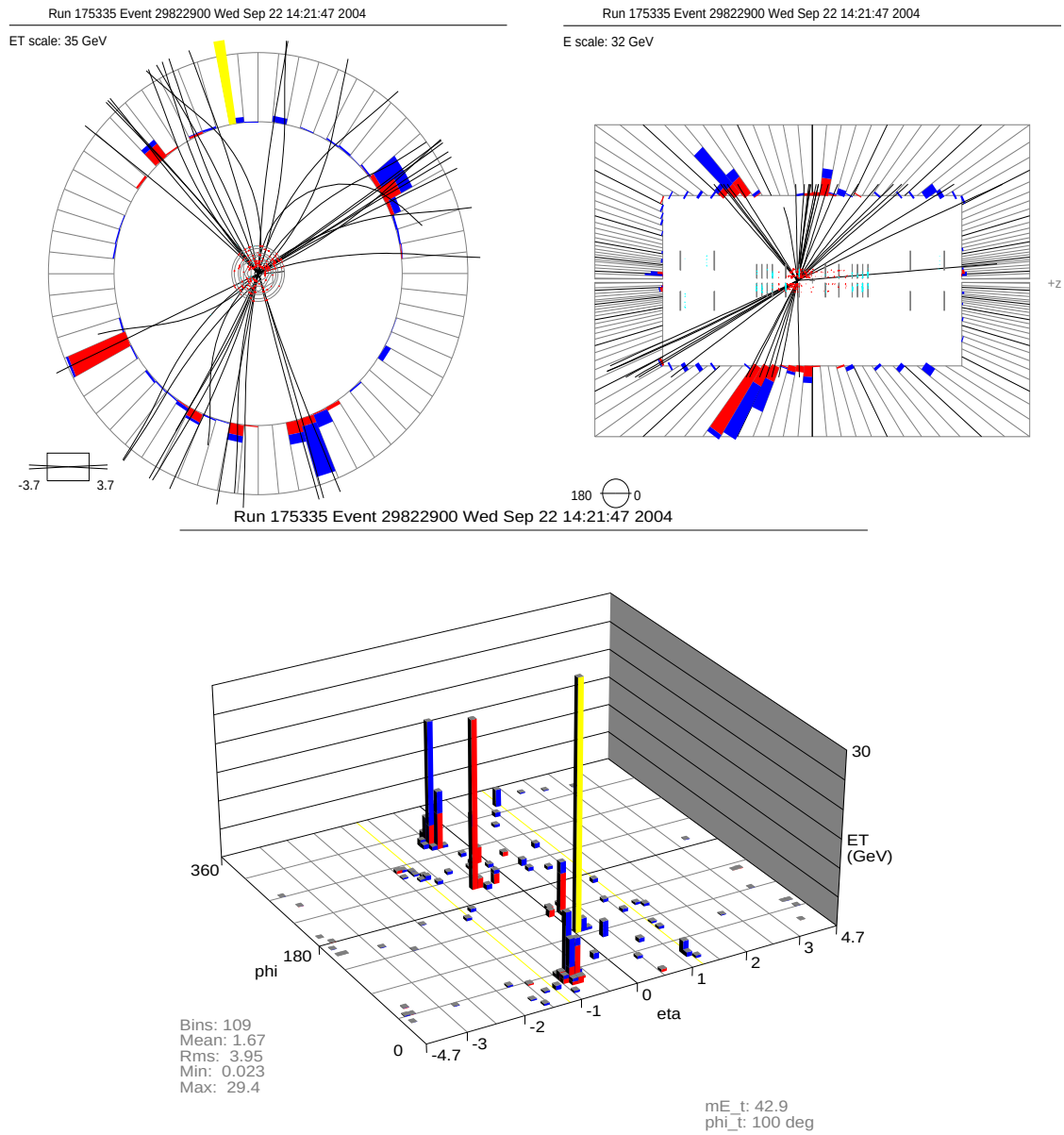


FIG. D.11 – *Vue d'un événement candidat $e + jets$ doublement étiqueté.*

Run 175335, événement 29822900						
$H_t = 280.3$	$\mathcal{A} = 0.11$	jet 1	p_t =82.2 GeV/c	η =-0.52	ϕ =5.11	étiqueté
$\not{E}_t$=64.2	$M_t^W = 72.6$ GeV	jet 2	p_t =72.1 GeV/c	η =-0.81	ϕ =0.63	
électron	$p_t = 38.0$	jet 3	p_t =32.4 GeV/c	η =-0.15	ϕ =4.43	étiqueté
$\eta = -0.51$	$\phi = -2.70$	jet 4	p_t =29.3 GeV/c	η =0.11	ϕ =2.35	

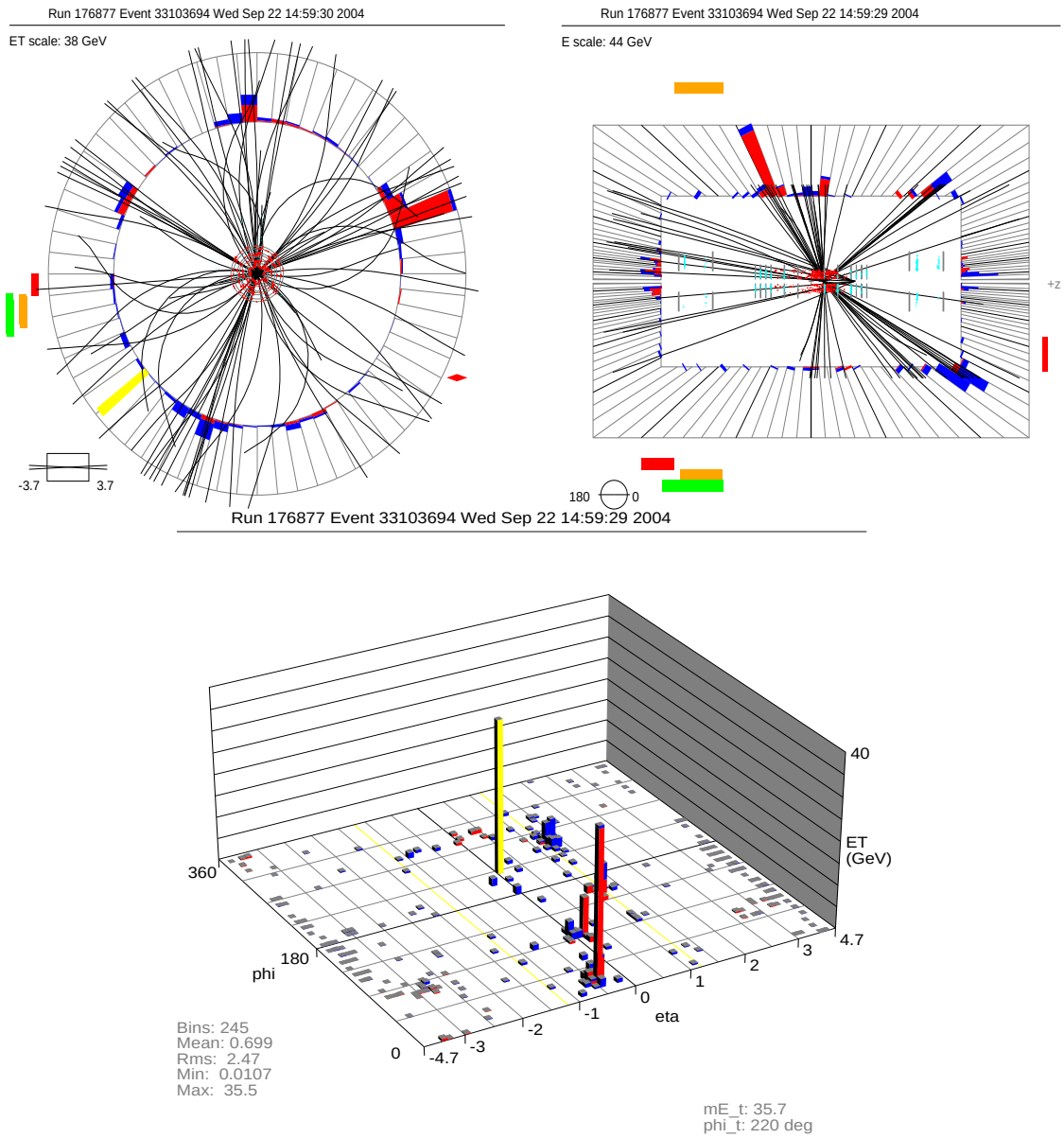


FIG. D.12 – *Vue d'un événement candidat $\mu + jets$ doublement étiqueté.*

Run 176877, événement 33103694						
$H_t = 269.5$	$\mathcal{A} = 0.12$	jet 1	p_t =85.7 GeV/c	η =-0.45	ϕ =0.44	étiqueté
$\not{E}_t$=47.8	$M_t^W = 94.4$ GeV	jet 2	p_t =58.2 GeV/c	η =1.28	ϕ =4.38	étiqueté
muon	$p_t = 60.1$	jet 3	p_t =43.0 GeV/c	η =0.07	ϕ =1.68	
$\eta = -0.14$	$\phi = -3.07$	jet 4	p_t =34.8 GeV/c	η =1.13	ϕ =2.68	

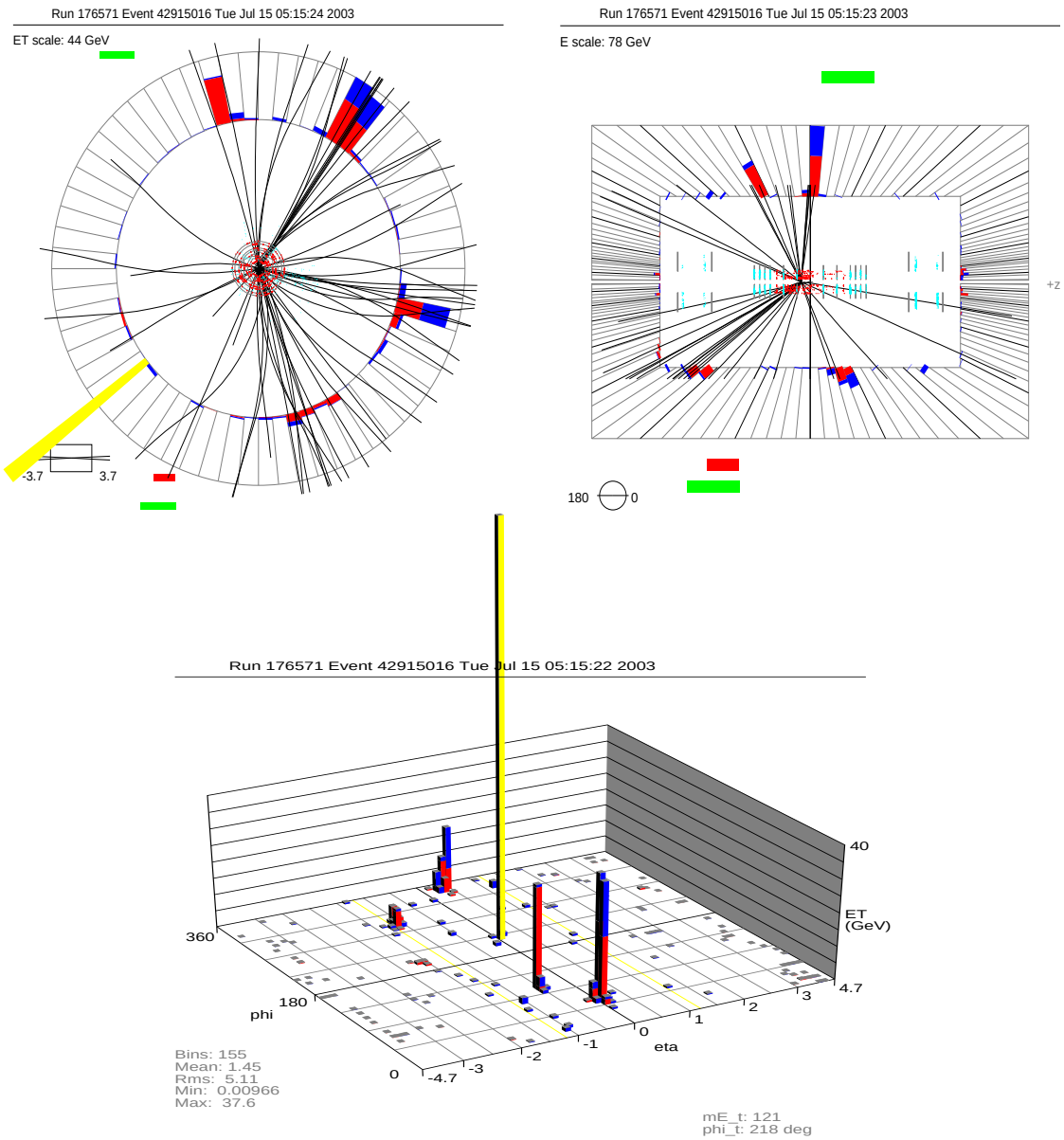


FIG. D.13 – *Vue d'un événement candidat $\mu + jets$ doublement étiqueté.*

Run 176973, événement 39850057						
$H_t = 301.9$	$\mathcal{A} = 0.25$	jet 1	p_t =81.7 GeV/c	η =-0.59	ϕ =2.94	étiqueté
$\not{E}_t$=110.0	$M_t^W = 81.6$ GeV	jet 2	p_t =46.5 GeV/c	η =0.51	ϕ =2.11	étiqueté
muon	$p_t = 32.2$	jet 3	p_t =42.5 GeV/c	η =-0.03	ϕ =1.04	
$\eta = 0.42$	$\phi = 0.52$	jet 4	p_t =21.2 GeV/c	η =1.32	ϕ =4.13	

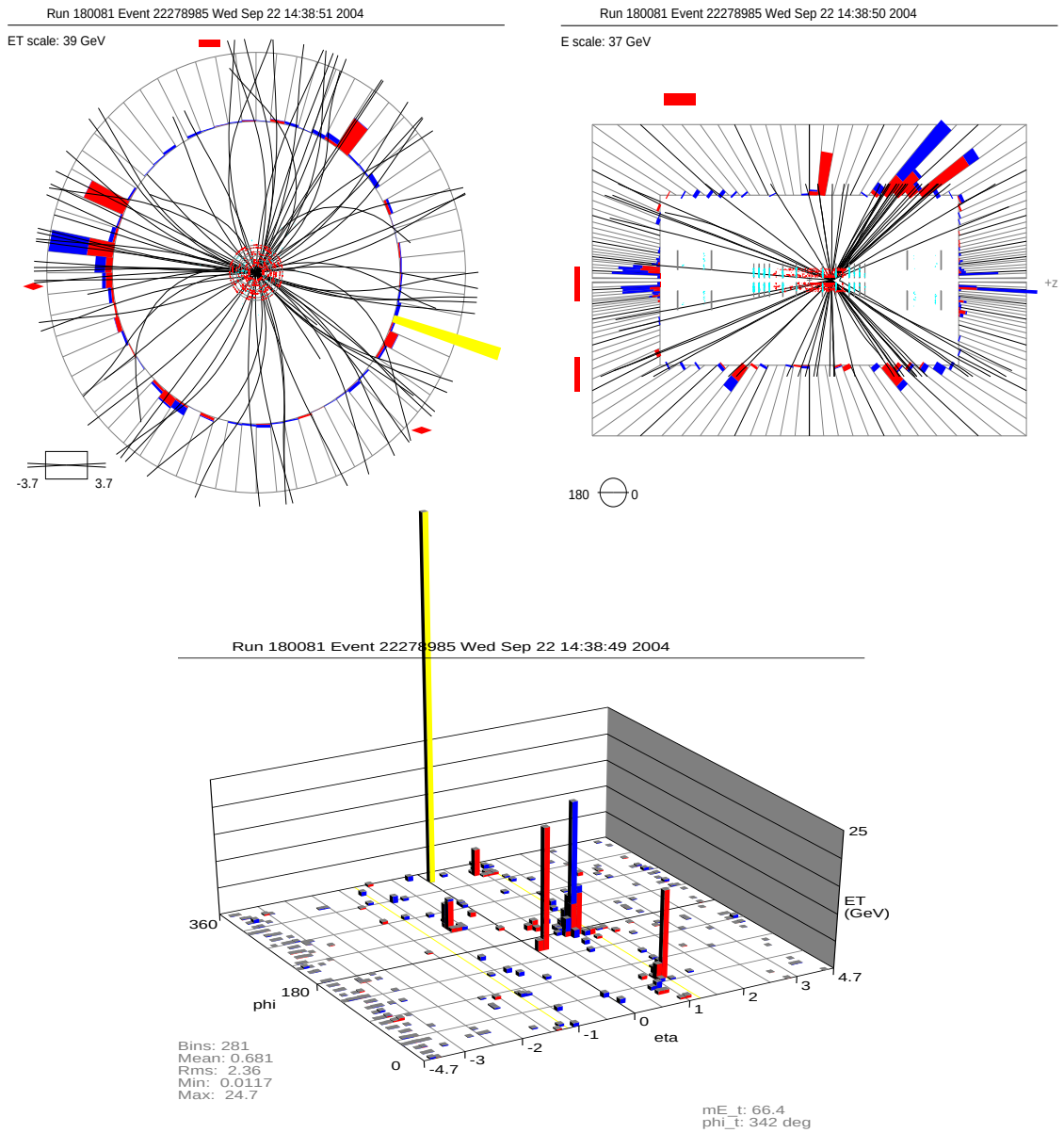


FIG. D.14 – *Vue d'un événement candidat $e + jets$ doublement étiqueté.*

Run 180081, événement 22278985						
$H_t = 324.4$	$\mathcal{A} = 0.035$	jet 1	p_t =115.9 GeV/c	η =0.88	$\phi = 3.09$	étiqueté
$\not{E}_t$=110.4	M_t^W =110.1 GeV	jet 2	p_t =53.5 GeV/c	η =1.12	$\phi = 1.02$	
électron	$p_t = 27.71$	jet 3	p_t =40.7 GeV/c	η =0.1	ϕ =6.1	étiqueté
$\eta = -0.15$	$\phi = 2.68$	jet 4	p_t = GeV/c	η =	ϕ =	

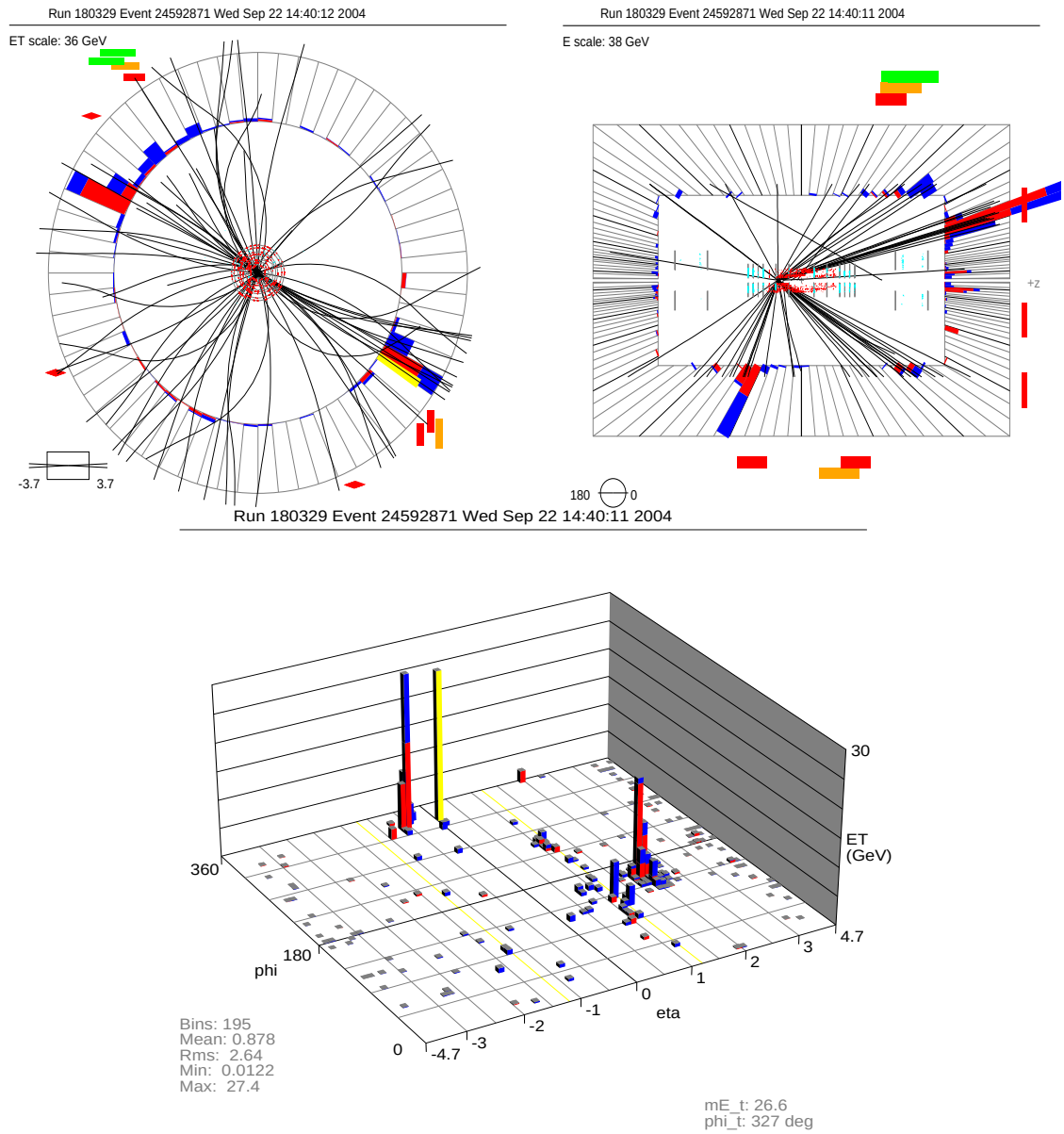


FIG. D.15 – *Vue d'un événement candidat $\mu + jets$ doublement étiqueté.*

Run 180329, événement 24592871						
$H_t = 282.7$	$\mathcal{A} = 0.007$	jet 1	p_t =100.6 GeV/c	η =-0.57	ϕ =5.80	
$\not{E}_t$=50.5	$M_t^W = 89.05$ GeV	jet 2	p_t =88.4 GeV/c	η =1.91	ϕ =2.68	étiqueté
muon	$p_t = 39.8$	jet 3	p_t =27.04 GeV/c	η =1.17	ϕ =2.21	
$\eta = 0.60$	$\phi = 2.15$	jet 4	p_t =16.1 GeV/c	η =1.12	ϕ =4.29	étiqueté

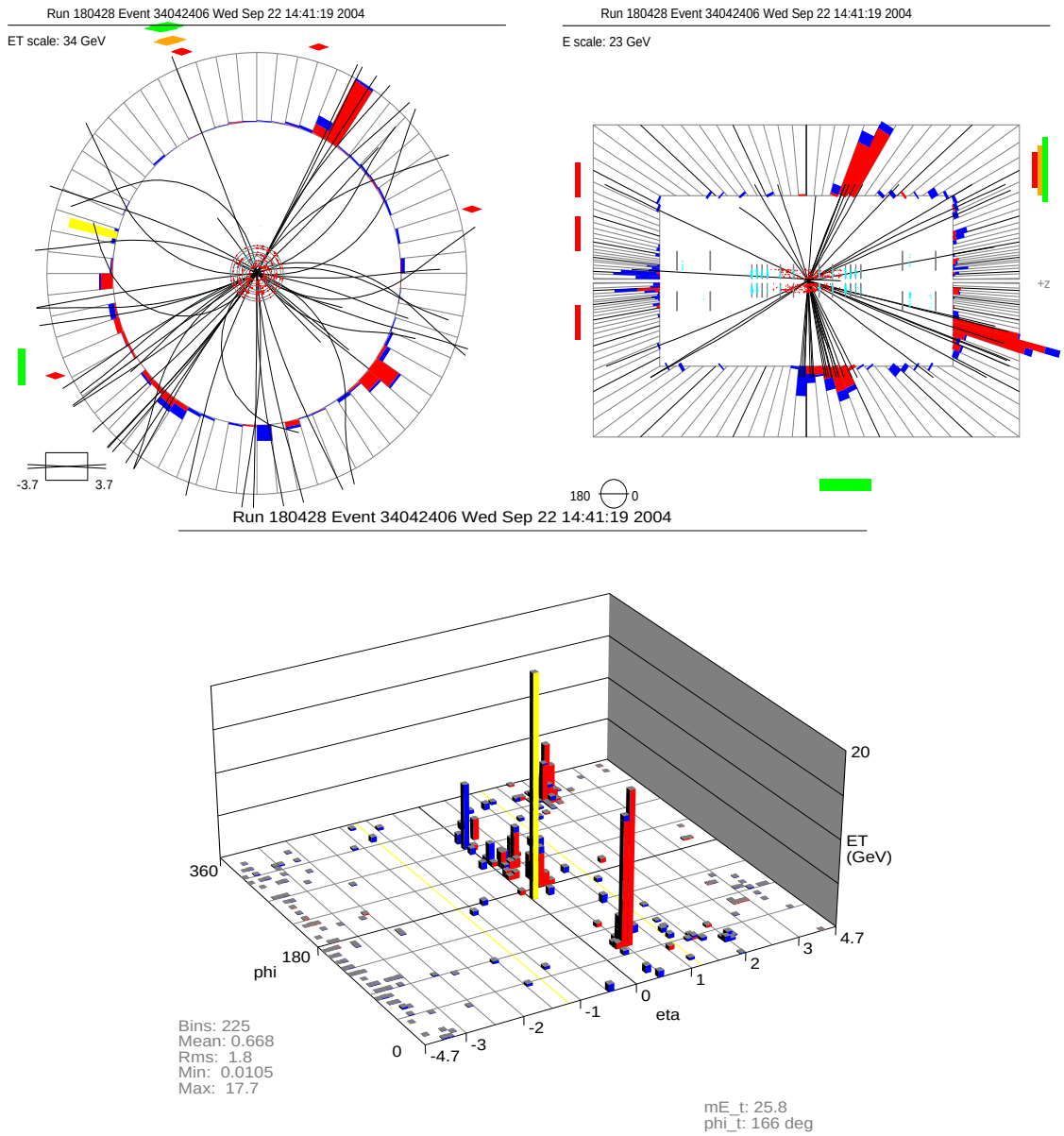


FIG. D.16 – *Vue d'un événement candidat $\mu + jets$ doublement étiqueté.*

Run 180428, événement 34042406						
$H_t = 229.4$	$\mathcal{A} = 0.096$	jet 1	$p_t =$ GeV/c	$\eta =$	$\phi =$	étiqueté
$\not{E}_t$=31.32	$M_t^W = 78.4$ GeV	jet 2	p_t =70.6 GeV/c	η =0.50	ϕ =1.07	étiqueté
muon	$p_t = 51.8$	jet 3	p_t =44.5 GeV/c	η =0.27	ϕ =4.12	
$\eta = 1.39$	$\phi = 1.96$	jet 4	$p_t =$ GeV/c	$\eta =$	$\phi =$	

Imprimé á l'Insitut de Recherches Subatomiques
23, rue du Loess
BP 28 - 67037 Strasbourg Cedex 2